N° d'Ordre
838

THESE

présentée

A l' U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIÈRE

DE L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Gérard KLOTZ

DÉSINTÉGRATION β^- DES NOYAUX ^{26}Na, ^{30}Al, ^{37}S et ^{40}Cl FORMÉS PAR RÉACTION (n,p)

Soutenue le 11 Décembre 1973 devant la commission d'examen:

MM. A. COCHE	*Président*
P. CHEVALLIER	*Examinateurs*
F. BECKER	
G. WALTER	
N. PERRIN	*Membre invité*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550018_0050

N° d'Ordre
838

THESE

présentée

A l' U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIÈRE

DE L'UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Gerard KLOTZ

DÉSINTÉGRATION β^- DES NOYAUX ^{26}Na, ^{30}Al, ^{37}S et ^{40}Cl FORMÉS PAR RÉACTION (n,p)

Soutenue le 11 Décembre 1973 devant la commission d'examen

MM. A. COCHE		*Président*
P. CHEVALLIER		
F. BECKER		*Examinateurs*
G. WALTER		
N. PERRIN		*Membre invité*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE LOUIS PASTEUR - STRASBOURG (Edition janvier 1973)

Président : Professeur G. OURISSON
Vice-Présidents : Professeur A. CHAUMONT
: Professeur G. LAUSTRIAT
Secrétaire Général : G. KIEHL

PROFESSEURS, MAITRES DE CONFERENCES, DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHE DES U.E.R. RESPONSABLES DES DOCTORATS ES - SCIENCES

Doyens honoraires : A. KIRRMANN, P. LACROUTE, H.J. MARESQUELLE, J.H. VIVIEN, G. MILLOT

Professeurs honoraires : P. DE BEAUCHAMP, L. BOISSELET, H. CARTAN, G. CERF, C. CHABAUTY, A. CHRETIEN, J. DENY, Ch. EHRESMANN, M. FRECHET, Melle S. GILLET, A. HEE, R. HOCART, A. KIRRMANN, G. LEMEE, P. L'HERITIER, A. LICHNEROWICZ, H.J. MARESQUELLE, L. NEEL, Ch. SADRON, F. TERROINE, H. VILLAT, H. WEISS, Et. WOLFF, J. YVON

Maître de Conférences honoraire : R. WEIL

Professeurs :

H. FORESTIER	Chimie générale
J. ROTHE	Physique du Globe
P. LACROUTE	Astronomie
J.H. VIVIEN	Zoologie et Embryologie expérimentale
S. GORODETZKY	Physique générale et Physique Nucléaire
L. SACKMANN	Mécanique des Fluides
J. BYE	Chimie Physique
Melle M. PEREY	Chimie nucléaire
S. GOLDSZTAUB	Minéralogie et Pétrographie
P. JOLY	Biologie générale
H. BENOIT	Physicochimie macromoléculaire
P. CÜER	Physique générale et physique corpusculaire
G. MILLOT	Géologie et Paléontologie
R. LECOLAZET	Physique du Globe
H. SAUCIER	Minéralogie
R. ROHMER	Chimie minérale
Melle A. GAGNIEU	Botanique
F. STUTINSKY	Physiologie générale
B. WURTZ	Chimie biologique
J. BRENET	Electrochimie
J.P. EBEL	Chimie biologique
G. OURISSON	Chimie
A. COCHE	Physique Nucléaire
R. CERF	Physique générale
J. FRENKEL	Mathématiques
A. DELUZARCHE	Chimie

R. ARMBRUSTER	Physique
A. ROCHE	Physique du Globe
L. HIRTH	Microbiologie
A. FUCHS	Mécanique rationnelle
A. GALLMANN	Physique
P. MIALHE	Physiologie animale
Mme D. MAGNAC	Physique
M. DAUNE	Biophysique
J.P. ADLOFF	Chimie nucléaire
D. BERNARD	Méthodes mathématiques de la physique
E. DANIEL	Physique expérimentale
P. CHEVALLIER	Physique
G. REEB	Topologie
J. WUCHER	Physique
Mme M. BRINI	Chimie
H. DURANTON	Botanique
R. WEISS	Chimie
P. FEDERLIN	Chimie
J.P. SCHWING	Chimie
M. SIESKIND	Physique
G. MONSONEGO	Physique théorique
C. WIPPLER	Physicochimie des Hts polymères industriels
G. WEILL	Physique
A. CLAUSS	Chimie
E. FOLLENIUS	Zoologie
J. LUCAS	Géologie
J.J. THIEBOLD	Biologie animale
G. GLAESER	Mathématiques
J.H. WEIL	Chimie biologique
D. FOATA	Mathématiques
X. FERNIQUE	Mathématiques
F. GAUTIER	Physique
V. AVANISSIAN	Analyse supérieure
F. LACROUTE	Biologie végétale
J.P. EBERHART	Minéralogie
J.M. LEHN	Chimie
Cl. ROBERT	Physique
F. BECKER	Physique mathématique
Fr. SCHALLER	Biologie générale
Fr. GAULT	Chimie organique
M. GOUNOT	Botanique
J. DEHAND	Chimie minérale
C. GODBILLON	Mathématiques
J. ROUX	Botanique
R. VOLTZ	Physique théorique
A. MICHARD	Géologie

J.J. RIEHL	Chimie
R. GERARD	Mathématiques
M. DAIRE	Chimie phys. ind. et Sc. des Matériaux
G. DUNOYER de SEGONZAC	Géologie
J.P. JOUANOLOU	Mathématiques

Professeurs associés :

A. BANDERET	E.A.H.P.
H. HAKEN	Physique
L. LEITE-LOPEZ	Physique
M. HERREDA	Mathématiques
R. MILNE	Microbiologie
J. SIMES	Chimie
St. RALLIS	Mathématiques

Professeurs conventionnés :

W. MILLER	Chimie
L. PARKS	Chimie

Maîtres de Conférences et Chargés d'Enseignement :

Cl. DELLACHERIE	Mathématiques
M. GROSMANN	Physique
Ph. ROPARTZ	Psycho-Physiologie
Ph. RICHARD	Physiologie animale
G. SOLLADIE	Chimie organique
P. BENVENISTE	Physiologie végétale
J. FARAUT	Mathématiques
J.P. RAMIS	Mathématiques générales
R. FEIDT	Mécanique des Fluides
D. VIAUD	Mathématiques
R. KIRSCH	Zoologie
J. SOMMER	Chimie Appliquée
A. HINSCHBERGER	Chimie Physique
J. BROSSAS	Chimie macromoléculaire
M. LEROY	Chimie
Ch. PESKINE	Mathématiques

Maître de Conférences adjoint :

Mme J. SITTLER	Géologie

Maîtres de Conférences associés :

P. FELLNER	Biochimie
R. SMYTHE	Mathématiques

Professeurs et Maîtres de Conférences du C.U.H.R. :

P. TAGLANG	Physique
J.P. DONNET	Chimie Physique
R. WEY	Chimie
G. SUTTER	Physique électronique
H. DANAN	Physique
J. STREITH	Chimie
J. MARTINET	Mathématiques
C. SCHIFFMANN	Mathématiques
J. FAURE	Chimie Physique
Mme Chr. WINTER	Physique
Fr. SCHMITT	Physique
A. JAEGLE	Physique
A. KALT	Chimie Physique
R. LUTZ	Mathématiques
J. LAHAYE	Physicochimie ato.-ioni.
B. SIFFERT	Cristallo. et Minéralogie

Professeurs et Maîtres de Conférences des I.U.T. :

Strasbourg

Ch. TANIELLIAN	Chimie
M. GROSS	Chimie

Mulhouse

G. PERNY	Physique Appliquée
R. MANQUENOUILLE	Mathématiques Appliquées
G. METZGER	Electronique
B. LAVILLE ST. MARTIN	Physique Appliquée
R. STEIN	Physique Electronique

Directeurs et Maîtres de Recherche :

P. BOUVEROT	DR	Physiol. respiratoire
P. DEJOURS	DR	Physiol. respiratoire
A. KNIPPER	DR	Physique nucléaire et corpusculaire
A. KOVACS	DR	Physicochimie macromoléculaire
J. MARCHAL	DR	Physicochimie macromoléculaire
P.A. MEYER	DR	Physique
J. MEYER	DR	Botanique
S. NIKITINE	DR	Physique
A. PETROVIC	DR	Médecine
P. REMPP	DR	Physicochimie macromoléculaire

A. SKOULIOS	DR	Physicochimie macromoléculaire
R. WEILL	DR	Minéralogie
F. BECK	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
J.F. BIELLMANN	MR	Chimie
M. BONHOMME	MR	Géologie
H. BRAUN	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
Melle M. CHAMPAGNE	MR	Biophysique
J.P. COFFIN	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
A. CORET	MR	Physique
M. CROISSIAUX	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
Melle J. DOUBINGER	MR	Géologie
S. EL KOMOSS	MR	Physique
J.P. VON ELLER	MR	Géologie
E. FRANTA	MR	Physicochimie mol.
J.M. FRIEDT	MR	Physicochimie atom. et ioni.
A. FRIDMAN	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
J.B. GRUN	MR	Physique
G. KAUFFMANN	MR	Chimie
A. LLORET	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
Mme C. MIALHE	MR	Physiologie
Th. MULLER	MR	Physique
G. MUNSCHY	MR	Physique
Mme NAUCIEL-BLOCH	MR	Physique des Solides
M. PATY	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
R. PGITDVH	MR	Botanique
A. PORTE	MR	Physiologie
J. POUYET	MR	Biophysique
J. RINGEISEN	MR	Physique
F. SCHEIBLING	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
Cl. SITTLER	MR	Géologie
M. SUFFERT	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
R. VAROQUI	MR	Physicochimie macromoléculaire
A. VEILLARD	MR	Chimie
A. WAKSMANN	MR	Biochimie
G. WALTER	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
J.P. WENIGER	MR	Zoologie
J. WITZ	MR	Biologie cellulaire
R. WOLFF	MR	Chimie
R. ZANA	MR	Physicoch. macromoléculaire

INTRODUCTION

Au cours de ces dernières années, on a pu remarquer qu'un grand nombre de recherches étaient orientées vers l'étude de noyaux légers, issus d'interactions provoquées par des projectiles riches en neutrons (^{7}Li, ^{18}O, ^{22}Ne,...). Ces travaux ont été rendus possibles grâce aux progrès technologiques dans le domaine des sources d'ions et dans celui de l'acquisition et du traitement des informations.

Ces réactions conduisent à la formation de noyaux très déficients en protons, éloignés par conséquent de la ligne de stabilité. La détermination des propriétés essentielles de ces isotopes (excès de masse, vie moyenne, modes de désintégration,...) permet d'approfondir nos connaissances sur la matière et de prévoir, notamment, la masse ou l'énergie de liaison d'autres noyaux dont l'existence n'a pas encore été mise en évidence. Mais la réalisation de telles expériences requiert des moyens techniques importants. Elle nécessite, en particulier, des énergies de bombardement élevées, atteintes uniquement à l'aide des grands accélérateurs.

Les neutrons rapides, utilisés comme projectiles, offrent également la possibilité d'obtenir des nucléides pour lesquels la différence N-Z est importante. Les réactions (n,p) ou (n,α) peuvent servir à l'étude

de noyaux peu stables et permettre d'éviter l'emploi d'ions lourds. L'ordre de grandeur, souvent élevé, de la section efficace de ces réactions constitue d'ailleurs un avantage. De plus, dans les expériences faites avec des projectiles plus lourds, on observe habituellement un grand nombre de réactions en compétition qui représentent autant de sources de difficultés lors de l'analyse des résultats. En revanche, il apparaît clairement que le domaine d'investigations compatible avec l'utilisation des neutrons est bien moins étendu que ne l'est celui relatif aux ions lourds, en particulier, en ce qui concerne les nucléides très éloignés de la ligne de stabilité. Il est possible, cependant, d'atteindre des noyaux de spin isobarique élevé. Ainsi, dans la couche 2s-1d par exemple, la réaction $^{40}Ar(n,p)^{40}Cl$ conduit à la formation de l'isotope du chlore le plus lourd qui, à ce jour, ait fait l'objet d'une étude spectroscopique.

En raison de l'intérêt présenté par les réactions induites par des neutrons rapides, nous nous sommes attachés, dans la première phase de notre travail, à développer des techniques expérimentales appropriées à l'analyse de l'évolution des isotopes engendrés.

Deux sortes de mesures ont été abordées :

1) l'examen des processus directement liés à l'interaction du projectile avec la cible par diffusion ou réaction (spectroscopie du noyau de recul),

2) l'étude de la désintégration des produits formés, généralement émetteurs β^-.

Nous avons, ensuite, consacré la partie la plus importante de notre travail à ce second type d'investigations, relatives à la décrois-

sance radioactive de quatre noyaux déficients en protons (^{26}Na, ^{30}Al, ^{37}S et ^{40}Cl). Ces isotopes étaient peu connus, car difficiles à atteindre par d'autres méthodes.

L'intérêt d'une analyse de ces désintégrations mis à part, le choix de ces noyaux se justifie par des raisons plus spécifiquement liées au type d'isotope considéré.

Les deux premiers émetteurs (^{26}Na et ^{30}Al) appartiennent à la catégorie des noyaux impairs-impairs qui a fait l'objet d'une étude théorique portant sur la prévision de la valeur du moment angulaire, en fonction de la configuration de particules, à l'aide d'un modèle à couplage j-j. Or, expérimentalement, le spin de ces noyaux, dans l'état fondamental, n'avait jamais pu être déterminé. Il était donc intéressant de combler cette lacune, plus particulièrement dans le cas de ^{30}Al pour lequel le degré de remplissage des orbites du modèle en couches correspond à un exemple relativement rare, pour le domaine de masses compris entre A = 16 et A = 40.

Signalons également que ces deux isotopes (^{26}Na et ^{30}Al) constituent une paire de noyaux appelés "cross-conjugate" (le nombre de protons du premier, dans la couche 2s-1d, est égal au nombre de trous de neutrons du second, dans les mêmes orbites, et inversement). L'étude spectroscopique de telles paires peut se révéler fertile du point de vue de la validité du modèle en couches, car celui-ci permet de prévoir, pour ce type d'isotopes, des analogies prononcées concernant leurs caractéristiques quantiques et leurs modes de désintégration.

Nous avons entrepris l'analyse de la radioactivité de ^{37}S et de ^{40}Cl pour obtenir des renseignements sur les états d'excitation peuplés

au cours du processus dans les noyaux qui en résultent (^{37}Cl et ^{40}Ar), au sujet desquels, à l'heure actuelle, les connaissances spectroscopiques sont très fragmentaires. Mentionnons que, parallèlement à notre travail, une étude plus complète est poursuivie au laboratoire, sur le spectre de ^{37}Cl au moyen des réactions $^{36}S(p,\gamma)^{37}Cl$ et $^{34}S(\alpha,p)^{37}Cl$. L'investigation de la décroissance de ^{37}S, qui concerne plus particulièrement les niveaux de ^{37}Cl de type analogue à l'état fondamental de l'émetteur, s'inscrit donc aisément dans ce cadre.

L'interprétation de nos résultats sur ces diverses désintégrations requiert la connaissance de données théoriques sur la radioactivité β, que nous rappellerons dans la première partie de ce mémoire, en particulier, les règles de sélection qui s'appliquent à ce mode de décroissance.

Nous consacrerons le deuxième chapitre à la description des techniques expérimentales que nous avons mises au point. En ce qui concerne les études portant sur le noyau de recul avant sa désintégration, nous mettrons en évidence les progrès apportés par notre méthode, comparativement à d'autres, plus anciennes, telles que la mesure du temps de vol de neutrons ou la spectrométrie γ à l'aide de détecteurs à scintillations.

Dans la troisième partie, enfin, nous exposerons les résultats de nos expériences sur la décroissance des isotopes ^{26}Na ($T_{1/2}$ = 1,05 s), ^{30}Al ($T_{1/2}$ = 3,56 s), ^{37}S ($T_{1/2}$ = 4,83 mn) et ^{40}Cl ($T_{1/2}$ = 1,32 mn), obtenus par réaction (n,p). Dans chaque cas, nous confronterons nos mesures aux prévisions des analyses théoriques que nous avons pu appliquer à ces noyaux peu étudiés.

CHAPITRE I

RADIOACTIVITE β
CLASSIFICATION DES TRANSITIONS. REGLES DE SELECTION

L'étude de la désintégration β d'un noyau peut fournir des informations sur sa masse, sa période, mais également sur les états d'énergie des deux isotopes en filiation. Les mesures qui permettent une comparaison de l'expérience aux prévisions théoriques sont essentiellement celles conduisant à la détermination de la forme des spectres β et de la vie moyenne comparative des divers embranchements.

Dans notre cas, l'observation directe des rayons β est rendue difficile par la quantité importante de matière contenue dans les cibles utilisées. De telles mesures ont d'ailleurs été faites par d'autres auteurs, en ce qui concerne les quatre désintégrations qui nous intéressent. Elles se distinguent par un faible pouvoir de résolution et ne rendent pas compte de la complexité des phénomènes. Nous avons donc limité notre analyse à la spectrométrie des photons de désexcitation

des noyaux après émission β. L'intensité, l'énergie maximale et la vie moyenne comparative des transitions β seront déterminées à l'aide de l'excès de masse des isotopes et des rapports d'embranchement γ observés.

En appliquant les règles de sélection déduites de la théorie de l'interaction β, nous serons alors à même de définir la parité de certains niveaux, d'attribuer une valeur précise à leur moment angulaire, ou tout au moins d'en limiter le choix.

Dans ce chapitre, nous exposerons succintement les règles de sélection que nous mettrons à profit, en nous appuyant sur une étude théorique de l'interaction β qui utilise les propriétés des harmoniques sphériques. Cette méthode a été élaborée initialement par ROSE et OSBORN [1], puis améliorée par plusieurs auteurs, dont SCHOPPER [2].

Nous définirons également la vie moyenne comparative d'un embranchement β, ainsi que les critères qui permettent l'application des règles de sélection.

I - INTERACTION β, CLASSIFICATION DES TRANSITIONS

Le phénomène de la désintégration β est une interaction faible, comme en témoignent l'ordre de grandeur de sa constante de couplage et les grandes valeurs, à l'échelle nucléaire, des durées de vie. Ces faits justifient l'emploi d'un calcul de perturbation au premier ordre pour évaluer la probabilité de transition entre deux états, initial i, final f, qui

s'écrit alors :

$$w_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \mathcal{H}_{if} \right|^2 \frac{dn}{dW}$$

$\frac{dn}{dW}$ représentant la densité de niveaux, du noyau formé, dans l'espace des phases pour la valeur W_o égale à l'énergie totale mise en jeu au cours du processus.

$\mathcal{H}_{if}$ est l'élément de matrice de la transition que nous calculons en intégrant la densité d'interaction H sur tout le volume nucléaire et en sommant sur tous les nucléons :

$$\mathcal{H}_{if} = \sum_{k=1}^{A} \int H \, d\tau_k$$

L'expression de H est donnée par la relation suivante [3] :

$$H = \frac{g C_V}{\sqrt{2}} \left[\Psi_p \gamma_\mu (1 - \lambda \gamma_5) \Psi_n \right] \cdot \left[\Psi_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_\nu \right]$$

le produit scalaire de deux quadrivecteurs traduisant le couplage entre le "courant" des nucléons et le champ des leptons. L'expérience montre que ce couplage est essentiellement dû à deux contributions : les interactions de types vectoriel et axial-vectoriel. λ représente le rapport des constantes relatives à ces deux effets ($\lambda = \frac{C_A}{C_V}$).

Les symboles γ désignent des matrices de Dirac qui interviennent dans la solution de l'équation qui décrit le mouvement d'un électron libre ou d'un neutrino [2].

Les fonctions d'onde Ψ dépendent des coordonnées d'espace, de spin et d'isospin. Cependant, les opérateurs de spin isobarique, agissant

dans un espace distinct, ne seront pas explicités ici. Les conséquences de leur existence feront l'objet d'une étude séparée.

Le principe de la classification des transitions β, en fonction de leur degré d'interdiction, repose sur l'existence de divers termes, d'ordre de grandeur différent, dans l'expression de l'élément de matrice $\mathscr{H}_{if}$.

Comme dans le cas des transitions électromagnétiques, on opère un développement en série de $\mathscr{H}_{if}$ en fonction des valeurs croissantes du moment angulaire emporté par le champ leptonique. Il suffira en général de prendre en considération le premier terme non nul de cette suite pour en déduire les règles de sélection à appliquer.

Ecrivons les fonctions d'onde de l'électron et de l'antineutrino sous la forme d'ondes planes :

$$\Psi_e = (2\pi)^{-3/2} u_e \, e^{+i(\vec{k}_e \cdot \vec{r})}$$

$$\Psi_\nu = (2\pi)^{-3/2} u_\nu \, e^{-i(\vec{k}_\nu \cdot \vec{r})}$$

en négligeant l'interaction électromagnétique de l'électron avec la charge du noyau.

Le quadrivecteur représentant la contribution des leptons à la densité d'interaction s'exprime alors par la relation :

$$\Psi_e O_i \Psi_\nu = (2\pi)^{-3} \bar{u}_e O_i u_\nu \, e^{-i(\vec{k}_e + \vec{k}_\nu) \cdot \vec{r}} \qquad (1)$$

où le symbole O_i désigne les opérateurs $\gamma_\mu(1 + \gamma_5)$. u_e et u_ν correspondent aux spineurs qui décrivent la polarisation de l'électron et du neutrino [illegible].

La connaissance des fonctions Ψ_e et Ψ_ν à l'intérieur du noyau permet le calcul de l'élément de matrice $\mathcal{H}_{if}$, car celui-ci est nul à l'extérieur, de même que les fonctions d'ondes nucléaires.

Pour des électrons et des neutrinos, d'énergie voisine de 1 MeV, on a $k \simeq 10^{11}$ cm^{-1}. Compte tenu de l'ordre de grandeur du rayon nucléaire ($R \simeq 10^{-12}$ cm), on en déduit :

$$(k_e + k_{\bar{\nu}}) \cdot R \leqslant \frac{1}{10}$$

La probabilité de transition étant proportionnelle au carré de cette expression, on constate que les termes consécutifs du développement en série diffèreront d'un facteur 1/100.

Ce développement est à effectuer suivant les valeurs du moment angulaire total L des leptons (composé du moment orbital ℓ et du spin s) qui seul est un bon nombre quantique pour des particules relativistes telles que les électrons et les neutrinos.

Cependant, lors de la désintégration β, le moment intrinsèque total s peut prendre les valeurs 0 ou 1 suivant que les spins de l'électron et du neutrino s'orientent d'une manière antiparallèle ou parallèle. Une variation de moment orbital ℓ se trouve donc associée, suivant le cas, aux ordres de multipolarité L - 1, L ou L + 1. Inversement, à un degré L donné peut correspondre un mélange de valeurs différentes de ℓ. Mais en pratique, la grandeur des termes étant déterminée par le facteur $(kR)^\ell$, il suffit généralement de prendre en considération la contribution due à la valeur le plus faible de ℓ intervenant dans ce mélange.

Pour effectuer le développement en série du second membre de l'équation (1) suivant L, il faut tenir compte de l'expression complète et non pas seulement du terme exponentiel.

Définissons les tenseurs sphériques $T^M_{L\,\ell\,s}$ de rang L, à 2L + 1 composantes, identifiées par l'indice M, à l'aide des relations :

$$T^M_{L\,\ell\,s} = \begin{cases} i^{\ell}\, Y^m_{\ell}\, \delta_{L\,\ell} & \text{pour} \quad s = 0 \\ (-1)^{\ell - L + 1} i^{L}\, Y^M_{L\,\ell\,s} \cdot \alpha & \text{pour} \quad s = 1 \end{cases}$$

où Y^m_{ℓ} et $Y^M_{L\,\ell\,s}$ sont des harmoniques sphériques d'ordre ℓ et L respectivement et α une matrice de Dirac (2).

Nous pouvons alors écrire le résultat du développement en série sous la forme :

$$\mathcal{H}_{if} = \frac{g\,C_V}{2\pi^3\sqrt{2}} \sum_{LM\ell} \sum_{k=1}^{A} (-1)^{L+M} \iint [\Psi^+_p\, T^M_{L\,\ell\,s} (1+\lambda\gamma_5) \Psi_n]\, d\tau_k$$

$$\times\, e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}}\, [u^+_e\, T^{-M}_{L\,\ell\,s} (1+\gamma_5)\, u_\nu]\, d\Omega_{lept.}$$

le signe +, en exposant, indique qu'il s'agit de la fonction hermitique adjointe. Le vecteur $\vec{q}$ représente la somme des vecteurs d'onde $\vec{k}_e + \vec{k}_{\bar{\nu}}$.

- Transitions permises

Limitons nous au premier terme du développement en série de l'exponentielle :

$$e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \simeq 1$$

Cette hypothèse est justifiée par le fait que les longueurs d'onde des leptons sont très supérieures aux dimensions du noyau.

Nous obtenons ainsi l'expression de l'élément de matrice dans le cas des transitions permises. Le produit à intégrer est constitué de deux facteurs : les éléments de matrice nucléaire et leptonique.

L'application du théorème de WIGNER-ECKART permet d'obtenir les éléments de matrice réduits qui sont des nombres et qui ne dépendent donc plus des composantes magnétiques :

$$\int \Psi_p^+ \, T^M_{L\ell s} \, \Psi_n \, d\tau_k = (-1)^{J-J'} < JmLM | J'm' > (2J+1)^{-1/2} < \Psi_p || T_{L\ell s} || \Psi_n >$$

Par la suite, nous dénoterons symboliquement par $\int T_{L\ell s}$ les quantités $< \Psi_p || T_{L\ell s} || \Psi_n >$.

Les tenseurs qui contribuent aux transitions permises sont les suivants ($\ell = 0$) :

$$\int T_{000} \qquad (\int 1)$$

$$\int \gamma_5 T_{101} \qquad (\int \sigma)$$

Le terme $\int T_{000}$ correspond aux transitions du type Fermi, tandis que le tenseur $\int \gamma_5 T_{101}$ rend compte de celles du type Gamow-Teller. Nous indiquons entre parenthèses la notation cartésienne usuelle.

- Transitions interdites

Même lorsque ces éléments de matrices s'annulent, on constate expérimentalement que la désintégration β peut se produire, mais que les

vies partielles observées sont en général beaucoup plus longues que dans le cas des décroissances permises. Ce phénomène s'explique par l'existence des termes d'ordres supérieurs dans le développement en série de l'expression (1).

On peut montrer que les éléments de matrice nucléaires prennent la forme :

$$< \Psi_p || \left(\frac{r}{R}\right)^{\ell + 2n} T^M_{L\ell s} || \Psi_n >$$

l'indice n déterminant le degré d'interdiction.

Règles de sélection du moment angulaire

Les règles de sélection résultent de la conservation du moment angulaire total de l'ensemble noyaux-leptons. L'élément de matrice nucléaire relatif à une transition donnée sera différent de zéro à condition que les spins J et J' des états initial et final vérifient, avec le moment angulaire L emporté par les leptons, la double inégalité :

$$| J - J' | \leq L \leq J + J'$$

Nous trouvons ainsi la raison pour laquelle les transitions $J = 0 \rightarrow J' = 0$ sont interdites pour $L \geq 1$.

Règles de sélection de la parité

Elles découlent des propriétés des harmoniques sphériques qui interviennent dans la définition des tenseurs $T^M_{L\ell s}$. Deux cas sont à considérer, suivant l'orientation relative des spins de l'électron et de l'antineutrino :

TABLEAU I

Classification des transitions β
et règles de sélection correspondantes

Elément de matrice	Règles de sélection			Puissance de		Transition
	$\pm \Delta J$	$\pi_i \pi_f$	Interdiction	qR	v/c	
$\int T_{000}$	0	+		0	0	Permise
$\int \gamma_5 T_{101}$	0, 1	+	0 - 0	0	0	
$\int \gamma_5 T_{000}$	0	-		0	1	
$\int \gamma_5 T_{011}$	0	-		1	0	Interdite
$\int T_{101}$	0, 1	-	0 - 0	0	1	du
$\int T_{110}$	0, 1	-	0 - 0	1	0	premier
$\int \gamma_5 T_{111}$	0, 1	-	0 - 0	1	0	ordre
$\int \gamma_5 T_{211}$	0, 1, 2	-	1/2 - 1/2 $0 \leftrightarrow 1$	1	0	
$\int T_{LL0}$	L	$(-)^L$		L	0	Interdite
$\int \gamma_5 T_{LL1}$	L	$(-)^L$		L	0	d'ordre L
$\int T_{L,L-1,1}$	L	$(-)^L$		L-1	1	(Termes de
$\int \gamma_5 T_{L+1,L,1}$	L, L+1	$(-)^L$		L	0	correction si $\lvert\Delta J\rvert < L$)
$\int \gamma_5 T_{L,L-1,1}$	L	$(-)^{L-1}$		L-1	0	Interdite d'ordre L-1, unique

- pour des spins antiparallèles (s = 0), le tenseur $T_{\ell\ell_0}$ prend la forme :

$$T_{\ell\ell_0} = i^{\ell} Y_{\ell}^{m}$$

et sa parité est celle des harmoniques sphériques Y_{ℓ}^{m}, c'est à dire $(-1)^{\ell}$;

- pour des spins parallèles (s = 1), l'expression de l'opérateur $T_{L\,\ell_1}$ contient, en plus de la fonction Y_{ℓ}^{m}, un vecteur unitaire et la parité globale est donc $-(-1)^{\ell}$.

Notons d'autre part un effet d'inversion de la parité de certains termes dû à l'existence du facteur γ_5. En résumé, les règles de sélection sont les suivantes :

$\int T_{\ell\ell_0}$ et $\int \gamma_5 T_{L\,\ell_1} \neq 0$ si $\pi_i \cdot \pi_f = (-)^{\ell}$

$\int \gamma_5 T_{\ell\ell_0}$ et $\int T_{L\,\ell_1} \neq 0$ si $\pi_i \cdot \pi_f = (-)^{\ell+1}$

Nous regroupons l'ensemble des résultats relatifs aux variations de moment angulaire et de parité dans le tableau I.

En toute rigueur, la méthode de classification des transitions n'est pas uniquement fondée sur leur multipolarité. Elle tient compte en fait de l'ordre de grandeur du terme le plus important dans un développement en série de l'élément de matrice en fonction non seulement des puissances de qR, mais également de $\frac{v}{c}$ (termes relativistes), où v représente la vitesse des nucléons.

Règles de sélection du spin isobarique

L'élément de matrice nucléaire peut s'écrire sous la forme :

$$\int \psi_f^* \sum_{k=1}^{A} t_{\pm}^{(k)} O_k \psi_i \, d\tau_k$$

O_k désignant les opérateurs agissant sur les grandeurs d'espace et de spin considérées jusqu'à présent. L'opérateur d'isospin $t_\pm$ est défini par la relation :

$$t_\pm^{(k)} = t_x^{(k)} \pm i\, t_y^{(k)}$$

à l'aide des composantes du spin isobarique des nucléons. Il rend compte de la transformation d'un état de proton en un état de neutron, et inversement, au cours de la désintégration β.

La sommation par rapport à l'indice k conduit à la valeur T du spin isobarique total du noyau. Les différents niveaux d'énergie de celui-ci sont des états propres de T^2 et $T_\varkappa$. On en déduit donc les règles de sélection :

$$\Delta T = 0, \pm 1 \qquad\qquad \Delta T_\varkappa = \pm 1$$

Dans le cas des transitions de Fermi, l'opérateur $T_\pm$ n'agit qu'entre des états de même isospin T ($\Delta T = 0$), tandis qu'en ce qui concerne les transitions de Gamow-Teller, la règle $|\Delta \vec{T}| = 1$ prévaut. Elle permet les trois solutions $\Delta T = 0, \pm 1$.

II. VIE MOYENNE COMPARATIVE

Les règles de sélection qui servent à classer les transitions β résultent des variations qui affectent certaines caractéristiques des noyaux subissant une désintégration : celles du spin ou de la parité, par exemple. Or, la probabilité de décroissance, inversement proportionnelle à la période $T_{1/2}$, dépend fortement d'autres facteurs, tels que la perturbation de la fonction d'onde de l'électron par le champ coulombien du noyau ou la dimension de l'espace des phases des leptons , qui elle-même croît très

rapidement avec l'énergie disponible lors de l'interaction.

Pour faciliter l'application des règles de sélection à des cas concrets, on a introduit la notion de vie moyenne comparative qui est un paramètre dépendant essentiellement des grandeurs spectroscopiques des noyaux en filiation et que l'on peut déterminer à partir des données expérimentales.

Dans l'hypothèse où le spectre β présente une forme statistique, la vie moyenne comparative d'une transition est définie par le produit ft dans lequel f correspond à une intégrale sommée sur tout le spectre d'énergie du rayonnement β :

$$f = \int_1^{W_o} p_e W_e (W_o - W_e)^2 \; F(Z, W_e) \, d W_e$$

p_e désignant le moment d'un électron, W_e son énergie, W_o l'énergie maximale mise en jeu au cours du processus et $F(Z, W_e)$ la fonction de Fermi. t représente la vie partielle de l'embranchement β considéré. Celle-ci est liée à la constante de désintégration λ par l'équation :

$$t = \frac{100 \, \mathrm{Log} \, 2}{\lambda \, r}$$

r représentant, en pourcentage, le rapport d'embranchement.

Dans le cas de transitions interdites, pour lesquelles l'allure du spectre β s'écarte de la forme statistique, il convient d'introduire, dans l'expression de f, un terme de correction dépendant de l'énergie et appelé facteur de forme.

Lors de nos premières mesures, nous avons évalué la fonction f à l'aide de formules établies par FEENBERG et TRIGG [4]. Par la suite, nous avons fait un large usage des tableaux de valeurs numériques de log f publiés récemment [5].

On constate, malheureusement, qu'il n'existe pas de relation bi-univoque entre les vies moyennes comparatives obtenues expérimentalement et les différents types de transitions auxquelles elles correspondent. Pour interpréter nos observations, nous avons adopté des règles résumées ci-dessous, qui ont été proposées par GOVE et RAMAN [6, 7]. Elles sont déduites de la compilation de 160 valeurs expérimentales de log ft se rapportant à des embranchements β dont le degré d'interdiction est connu sans ambiguïté.

1) Pour A impair, si log ft $\leq$ 4,0 , la transition est permise et obéit aux règles de sélection $\Delta J = 0$, $\Delta\pi$: non.

2) Pour $Z < 80$, si log ft < 5,9 , la transition est permise ($\Delta J = 0, \pm 1$; $\Delta\pi$: non).

3) Si log ft < 11,0, la transition est, soit permise ($\Delta J = 0, \pm 1$; $\Delta\pi$: non), soit interdite du premier ordre ($\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$; $\Delta\pi$: oui).

4) Si log ft < 15, il convient d'ajouter aux possibilités du cas précédent, celle d'une interdiction du second ordre ($\Delta J = \pm 2, \pm 3$; $\Delta\pi$: non).

CHAPITRE 2

TECHNIQUES EXPERIMENTALES D'ETUDES DES PROCESSUS NUCLEAIRES INDUITS PAR DES NEUTRONS RAPIDES

Dans ce chapitre, nous soulignerons d'abord les particularités essentielles qui caractérisent les expériences effectuées au moyen de neutrons rapides. Nous rappellerons ensuite les principales méthodes de spectrométrie existantes de ces particules en insistant sur les difficultés de mise en oeuvre et les limites de leur pouvoir de résolution. Nous décrirons un dispositif permettant l'étude des interactions par l'intermédiaire du rayonnement électromagnétique de désexcitation du noyau de recul et illustrerons ses performances par les résultats obtenus lors du bombardement d'une cible de phosphore 31. La dernière partie de ce chapitre traitera des techniques que nous avons élaborées en vue de l'analyse de la désintégration β^- d'isotopes formés par réaction (n,p).

Ce travail a été effectué auprès de l'accélérateur SAMES de 150 keV du laboratoire. Il s'agit d'un générateur électrostatique conçu pour la production de neutrons d'énergie voisine de 14 MeV, à l'aide de la réaction T(d,n)α.

Les cibles de tritium (activité moyenne égale à 3,5 Ci) ont été fournies par le Département des Radio-Eléments du C.E.A. Le gaz radioactif se trouvait adsorbé dans une mince couche de titane (1 mg/cm^2), supportée par une feuille de cuivre ou d'argent (épaisseur 1 mm). L'intensité élevée du faisceau de deutons ($I_d \simeq$ 100 à 200 μA) nécessitait le refroidissement des cibles par une circulation d'eau. Le flux total de neutrons émis dans l'angle solide 4π pouvait ainsi atteindre une valeur comprise entre 10^8 et 10^9 n/s.

I. PARTICULARITES LIEES AUX EXPERIENCES UTILISANT DES NEUTRONS

Deux traits essentiels distinguent l'étude des processus induits par des neutrons rapides des expériences réalisées à l'aide de particules chargées : la faible densité du flux des projectiles incidents et la présence d'un important bruit de fond.

A) Flux de neutrons

Le nombre de neutrons produits par unité de temps est très inférieur à celui d'ions fourni par un accélérateur. A titre d'exemple, indiquons qu'un faisceau de protons de 1 μA correspond à environ $6 . 10^{12}$ projectiles par seconde, alors que le flux de neutrons, dans une expérience avec détection de la particule associée, ne dépasse guère quelques

dizaines de milliers de corpuscules pendant le même temps. Cette première caractéristique a donc pour conséquence un accroissement important de la durée requise pour une expérience.

B) Fond parasite lié à l'utilisation de neutrons

La seconde particularité des observations faites lors de réactions induites par des neutrons réside dans le bruit de fond. Il convient de distinguer deux origines principales :

- les phénomènes de diffusion et de capture subis par les neutrons émis par la source vers d'autres directions que celle du diffuseur ;

- la contamination par du deutérium, de l'enceinte à vide de l'accélérateur, plus particulièrement des diaphragmes et de la cible de tritium elle-même. Des neutrons parasites sont alors émis, provenant de la réaction $D(d,n)^3He$. La perte d'énergie et la capture de ceux-ci sont inévitablement accompagnées d'un rayonnement électromagnétique provenant de la désexcitation des noyaux du milieu environnant après les interactions. Des études de discrimination n-γ nous ont permis de constater que le nombre des photons ($E_\gamma > 300$ keV) était 3 à 5 fois plus grand que celui des neutrons ($E_n \geq 1$ MeV) dans les zones protégées des émissions directes de la cible.

Le rôle des dispositifs de blindage est de réduire autant que possible ces diverses contributions. Le succès d'une expérience dépend pour une grande part de l'efficacité de la solution adoptée.

Deux techniques, reposant sur des principes opposés en apparence, ont été décrites [8] :

- la géométrie dite "ouverte" : le matériau de protection est réduit au minimum ("barre d'ombre" servant à abriter le détecteur (n ou γ)

du rayonnement direct de la source de neutrons) ; dans cette méthode, on tire parti de la grande valeur du libre parcours moyen des neutrons rapides dans l'air (quelques mètres), qui a pour effet de diminuer le nombre des interactions parasites au voisinage du compteur ; ce procédé est utilisé lorsque les locaux expérimentaux ont des parois assez minces pour transmettre les neutrons ;

- la géométrie dite "fermée" : elle vise à empêcher les particules diffusées (par des obstacles divers) et les rayons γ qui en résultent, d'atteindre le détecteur et ses environs immédiats. Celui-ci est donc entouré presque totalement d'un épais blindage. Seul un trou de quelques centimètres carrés permet l'observation dans la direction choisie. Cette méthode est appliquée dans les expériences réalisées dans des locaux exigus et limités par des murs en béton par exemple. Ce sont précisément les conditions de travail que nous avons rencontrées.

II. SPECTROMETRIE NUCLEAIRE PAR DETECTION DES NEUTRONS DIFFUSES LORS DE LA REACTION (n,n')

Les techniques de spectrométrie de neutrons rapides font généralement appel à deux méthodes : la détection des protons de recul dans un scintillateur organique ou dans une plaque photographique et l'étude de la cinématique des particules chargées libérées sous l'impact des neutrons au cours de réactions judicieusement choisies.

L'emploi d'émulsions photographiques permet d'obtenir des résolutions en énergie voisines de 3 % pour des neutrons de 14 MeV, ce qui classe cette technique parmi les meilleures.

Mais, dans le cas de spectres complexes, l'utilité de tous ces dispositifs est limitée, par suite de l'absence de relation simple et bi-univoque entre l'énergie que l'on désire mesurer et la fonction de réponse de ces spectromètres.

Le procédé fondé sur la détermination du temps de vol des neutrons sur une distance, appelée base de vol, permet d'éviter cet inconvénient. Cette durée (en nanosecondes) est donnée par la relation :

$$t = \frac{72,3\ d}{E^{1/2}}$$

dans laquelle d désigne la distance (en mètres) parcourue par le neutron et E son énergie (en MeV). Le coefficient numérique dépend du système d'unités choisi.

La résolution en énergie caractérisant ce spectromètre est fonction de l'incertitude qui affecte la mesure de l'intervalle de temps et s'écrit :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E^{1/2}}{36,2\ d}\,\Delta t$$

Nous remarquons qu'elle se dégrade lorsque l'énergie à déterminer croît.

Cette méthode fut appliquée à l'origine à la spectrométrie de neutrons lents [8]. Mais les progrès apportés depuis lors aux techniques de mesures temporelles ont permis de l'étendre à des expériences dans la région du MeV. Pour des énergies de neutrons supérieures à 5 MeV cependant, l'intérêt de cette analyse se trouve limité par l'influence croissante de certains facteurs intervenant dans la dispersion Δt.

Nous avons calculé ces diverses contributions dans le cas d'une expérience de diffusion de neutrons de 14,6 MeV, par un échantillon de carbone, réalisée auprès du générateur Cockcroft-Walton du laboratoire (fig. 1). Les résultats sont donnés dans le tableau II. On constate, en particulier, que le facteur prépondérant dans la dégradation du pouvoir de résolution du spectromètre provient des dimensions du scintillateur plastique qui a servi à la détection des neutrons. Mais une réduction de celles-ci entraînerait une diminution importante de l'efficacité de détection du compteur.

La somme de ces différents effets donne une dispersion globale égale à 1,4 ns , tout à fait comparable à la largeur expérimentale des distributions observées dans les conditions d'une base de vol de 1,60 m (fig. 2). Nous avons obtenu ainsi une résolution en énergie de 9 % pour les neutrons diffusés élastiquement (E = 14,3 MeV ; t_{vol} = 30,5 ns) suivant un angle de 24° dans le système du laboratoire.

La solution adoptée en général pour améliorer la précision des résultats consiste à augmenter la longueur de la base de vol, de façon à réduire l'importance relative des dimensions du détecteur. Elle n'est intéressante cependant que lorsque le taux de comptage dû au bruit de fond ne devient pas excessif. Les dimensions du local expérimental ne nous ont pas permis d'appliquer cette solution.

Au cours de ce rapide examen, nous avons pu constater que la spectrométrie des neutrons d'énergie supérieure à 5 ou 6 MeV se distinguait, dans l'état actuel de la technique, par un faible pouvoir de résolution. Elle est donc peu appropriée aux mesures précises requises par la complexité des structures nucléaires.

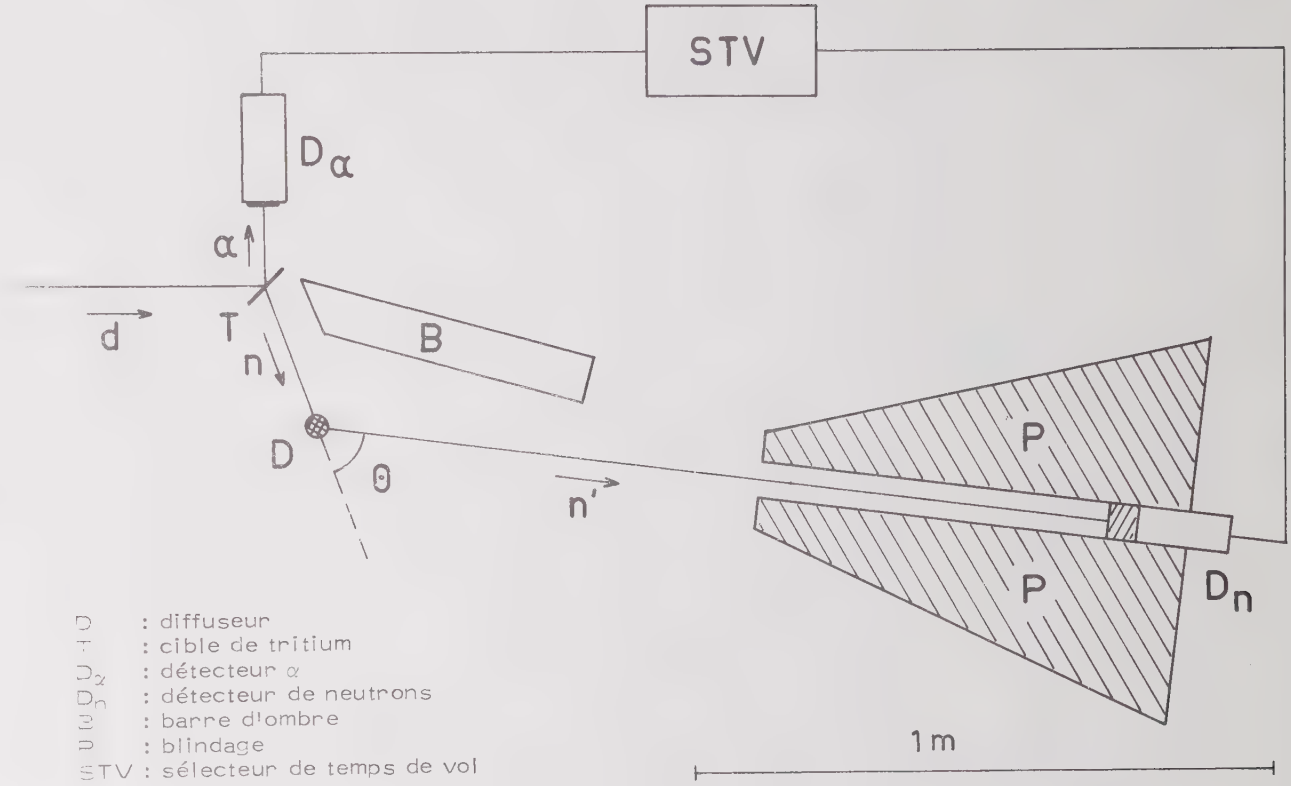


Figure 1 : Schéma du spectromètre à temps de vol

TABLEAU II

Facteurs affectant le pouvoir de résolution d'un spectromètre à temps de vol de neutrons rapides

Causes de la dispersion	Valeur (ns)
Incertitude sur le trajet des particules α (12 cm)	0, 2
Dispersion en énergie des particules α	0, 1
Fluctuations du temps de transit des PM	0, 5
Propagation de la lumière dans le détecteur de neutrons	0, 3
Epaisseur du diffuseur (3 cm)	0, 6
Dimension du détecteur de neutrons (4 x 5 cm) par rapport à la base de vol	1, 0
Dispersion totale	1, 4

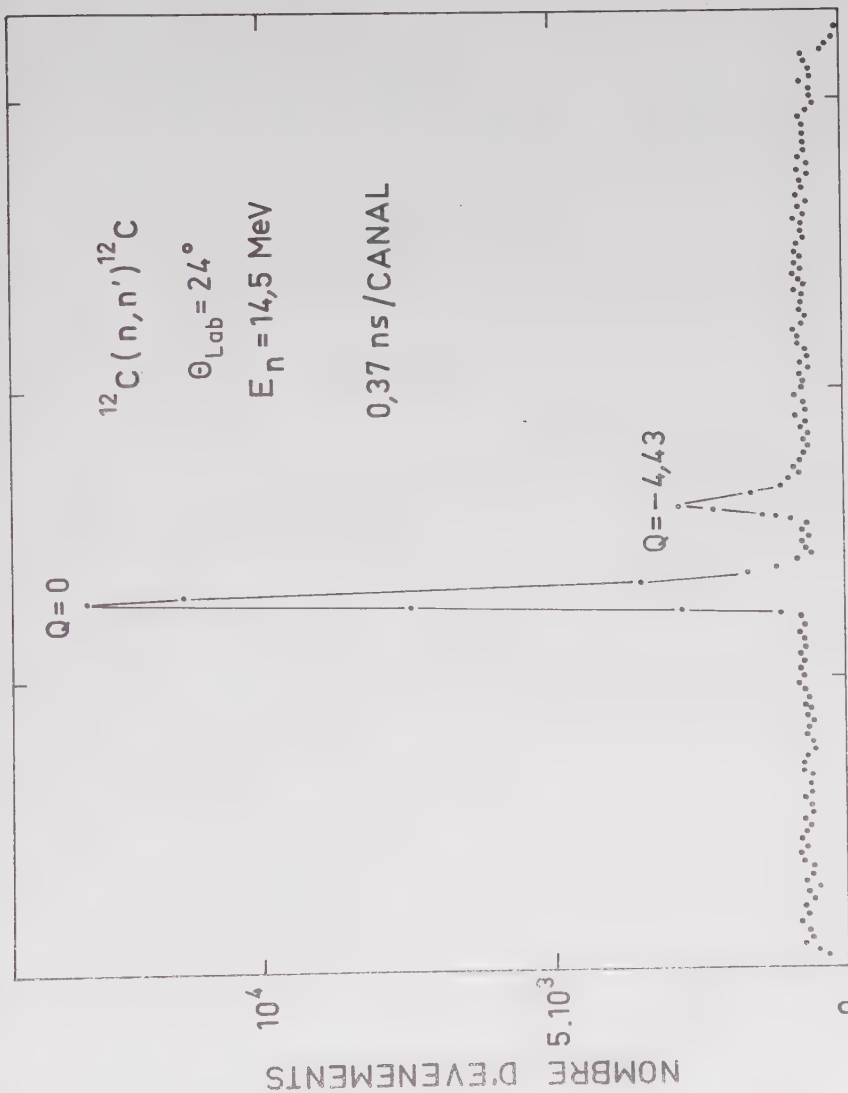


Figure 2 : Spectre de temps de vol de neutrons diffusés par ^{12}C

III. SPECTROMETRIE NUCLEAIRE PAR DETECTION DE RAYONS γ, APPLIQUEE AUX INTERACTIONS DE NEUTRONS RAPIDES

L'étude de la diffusion inélastique de neutrons rapides par l'intermédiaire du rayonnement γ, a été suggérée initialement par GRACE et coll. en 1952 [9]. Le noyau qui se trouve dans l'un de ses états excités émettra un ou plusieurs photons dont l'énergie est mesurable avec une précision meilleure que celle du neutron correspondant. Ce procédé fournit donc des renseignements sur le diagramme des niveaux de l'isotope, sur leur position, leurs modes de désexcitation, la section efficace d'interaction pour un état donné, ...

Un autre intérêt de cette méthode réside dans l'observation possible des raies γ émises consécutivement à des réactions du type(n, particule chargée). L'étude de celles-ci par la spectrométrie des particules est exclue le plus souvent à cause de la quantité importante de matière nécessaire à la constitution de la cible. Dans quelques cas, le diffuseur peut servir également de compteur (réactions avec ^{12}C dans un scintillateur organique, avec ^{28}Si au sein d'un détecteur à barrière de surface).

Les avantages offerts par la spectrométrie γ appliquée à l'analyse des phénomènes provoqués par le bombardement de neutrons rapides augmentent donc, à mesure que l'énergie des projectiles croît et dépasse le seuil des réactions (n,p), (n,α), ... A 14 MeV, cette condition est remplie et un rendement intéressant assuré.

Il est important de remarquer que ces réactions sont souvent les seules à la disposition de l'expérimentateur pour atteindre certains noyaux. Citons le cas des réactions $^{37}Cl\,(n,p)^{37}S^*$ et $^{40}Ar\,(n,p)^{40}Cl^*$

pour lesquelles l'abondance isotopique naturelle des nucléides irradiés permet la fabrication de cibles. L'énergie d'excitation des premiers niveaux de ^{37}S n'a pu être mesurée qu'à l'aide de la réaction $^{37}Cl(t, ^{3}He)^{37}S$ [10]. Cependant, les effets coulombiens et la valeur de son seuil nécessitent des énergies de bombardement de l'ordre de 20 MeV. A l'heure actuelle, peu d'accélérateurs de tritons permettent d'atteindre ces caractéristiques.

Dans le cas de ^{40}Cl, il n'existe pas, à notre connaissance, d'étude expérimentale concernant ses structures excitées.

IV. METHODES EXPERIMENTALES

Avant la mise au point des détecteurs au germanium, les méthodes fondées sur la spectrométrie γ utilisaient des compteurs à scintillations NaI(Tl) [8, 11]. Les inconvénients caractérisant ces dispositifs sont de trois ordres :

- leur grande sensibilité aux neutrons rend les mesures de bruit de fond difficiles et aléatoires (section efficace totale d'interaction de ^{127}I avec des neutrons rapides élevée, activité induite par la réaction de capture $^{127}I(n, \gamma)^{128}I$) ;

- la forme de leur réponse spectrale à un rayonnement γ donné varie avec l'énergie de celui-ci et rend équivoque et délicat le dépouillement de distributions complexes ;

- leur pouvoir de résolution, bien que supérieur à celui de la spectrométrie de neutrons, reste insuffisant.

En revanche, le grand avantage apporté par cette méthode concerne l'efficacité de détection. En effet, le compteur γ peut généralement

être placé beaucoup plus près du diffuseur que le détecteur de neutrons, à une distance permettant simplement la mise en place d'un blindage. Suivant l'idée de CRANBERG, DAY et LIND [8, 11], on se sert de la différence de temps de vol des rayons γ et des neutrons entre le diffuseur et le détecteur, pour éliminer la contribution des seconds au spectre γ expérimental.

A titre d'exemple, on trouve qu'un photon met 1 ns pour parcourir 30 cm dans l'air, alors qu'un neutron de 9 MeV couvre cette distance en 7 ns. Cette technique s'appliquera donc avec d'autant plus de succès que l'énergie des neutrons incidents sera plus faible. On retrouve ici, avec moins d'acuité, le problème qui limite l'intérêt des spectromètres à temps de vol lorsque les énergies à déterminer deviennent trop grandes.

La mise au point de détecteurs Ge(Li) de grand volume sensible a permis d'envisager leur utilisation à la place des compteurs à scintillations. Des mesures effectuées à l'aide de ces dispositifs ont été décrites en 1967 par Mc ELLISTREM [12] et MORGAN [13]. Elles concernaient des réactions $(n, n'\gamma)$ provoquées par des neutrons d'énergie comprise entre 1 et 8 MeV.

Trois aspects principaux caractérisent cette technique récente :

- une efficacité de détection plus faible que dans le cas des compteurs à scintillations, mais également une sensibilité moins grande au bruit de fond ;

- une précision des mesures temporelles moins bonne ;

- un gain important du pouvoir de résolution en énergie.

Ce dernier point suffit à justifier cependant l'utilisation d'une diode Ge(Li).

A) Description du spectromètre

Généralités.

Le spectromètre γ, adapté à l'étude des photons associés aux interactions dues à des neutrons de 14 MeV, est dérivé du dispositif initialement prévu pour les mesures de temps de vol (fig. 3).

Ce spectromètre se distingue essentiellement des systèmes utilisant un compteur à scintillations [8] par l'ordre de grandeur relatif des distances source de neutrons-diffuseur et diffuseur-détecteur.

En effet, la résolution en temps d'une jonction au germanium n'est plus suffisante pour discriminer, par leur temps de vol sur une base courte, les neutrons "prompts" (provenant d'une diffusion dans l'échantillon) des rayons γ. Pour appliquer ce procédé, il aurait fallu éloigner la diode, mais au prix d'une perte sur l'efficacité de détection.

Nous avons préféré adopter une solution originale [14], qui consiste à écarter le diffuseur de la source de neutrons et à le rapprocher de la jonction Ge(Li) (fig. 3). Cette opération entraîne trois conséquences principales :

- une réduction du nombre d'événements favorables survenant dans le diffuseur, par suite de la dispersion du "faisceau" de neutrons ;

- une diminution du nombre d'interactions parasites dans l'échantillon à étudier, car celui-ci se trouve ainsi placé dans une région à faible bruit de fond ;

- une optimalisation du facteur géométrique qui intervient dans l'efficacité de détection du compteur γ.

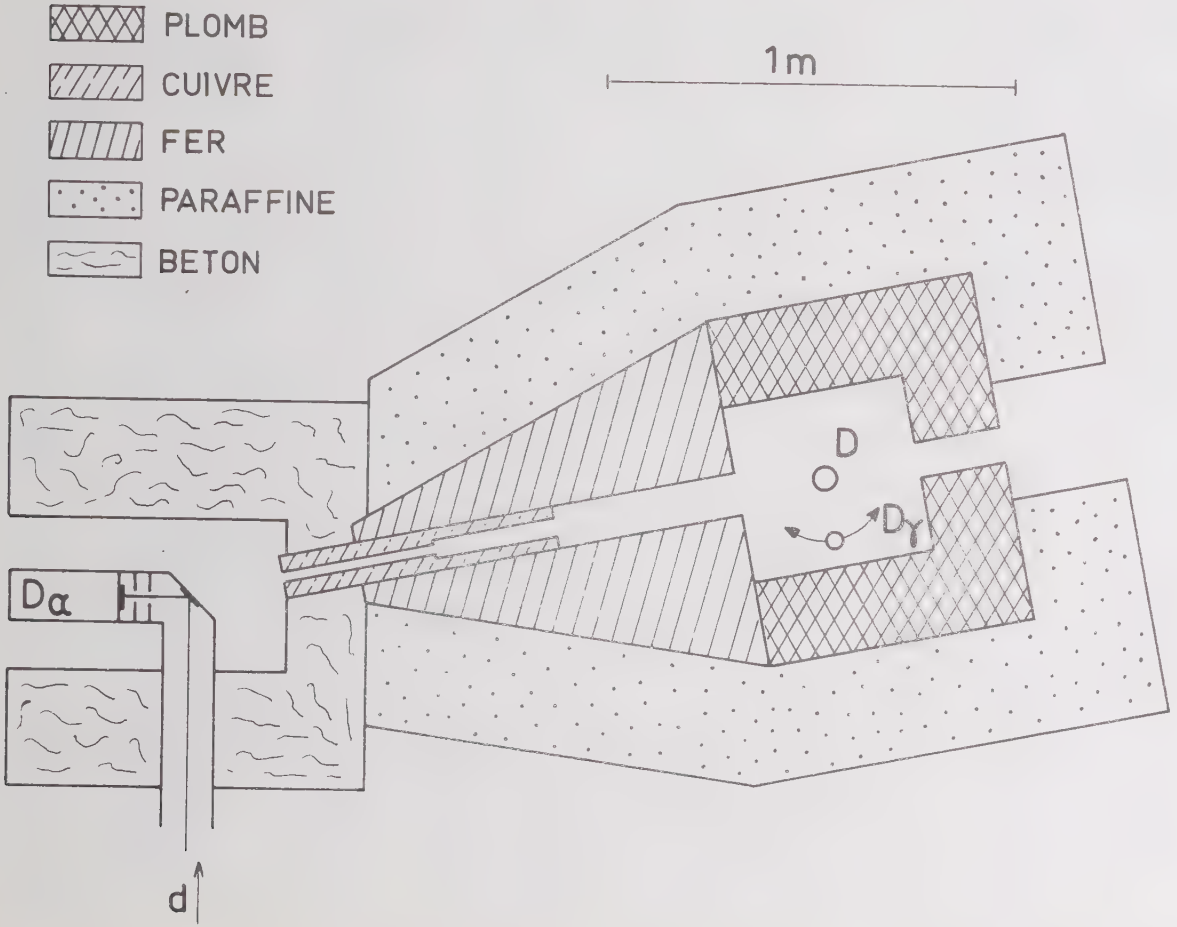


Figure 3 : Schéma du spectromètre utilisé pour l'étude des rayons γ associés aux interactions de neutrons rapides

Après divers essais, cette géométrie s'est révélée la plus appropriée pour réduire le bruit de fond. Ce résultat a été acquis cependant au prix d'une diminution du rendement de l'expérience, qui est de l'ordre d'un événement par seconde, le taux de coïncidences fortuites étant lui-même beaucoup plus faible.

B) Détecteur de la particule associée

La détection de la particule α associée au neutron dans la réaction $T(d,n)\alpha$ sert à définir l'instant d'émission et la direction du corpuscule (sans charge) susceptible de subir une interaction avec un noyau du diffuseur. Dans ce but, nous utilisons un scintillateur plastique très mince (25 μ) couplé à un photomultiplicateur rapide du type XP 1021. Ce compteur possède une efficacité de détection voisine de 100 % pour les particules α qui l'atteignent, après le passage à travers deux diaphragmes de 2 mm de diamètre. Les trajectoires ainsi sélectionnées définissent à leur tour celles des neutrons correspondants.

Pour éviter la saturation du photomultiplicateur, nous avons disposé sur la face d'entrée du scintillateur une feuille de "mylar" aluminisé (6 μ) dont le rôle est d'absorber, au moins partiellement les deutons diffusés et également, d'empêcher que les phénomènes lumineux engendrés par l'impact du faisceau sur la cible ne soient à l'origine d'émissions de photoélectrons.

C) Détecteur γ

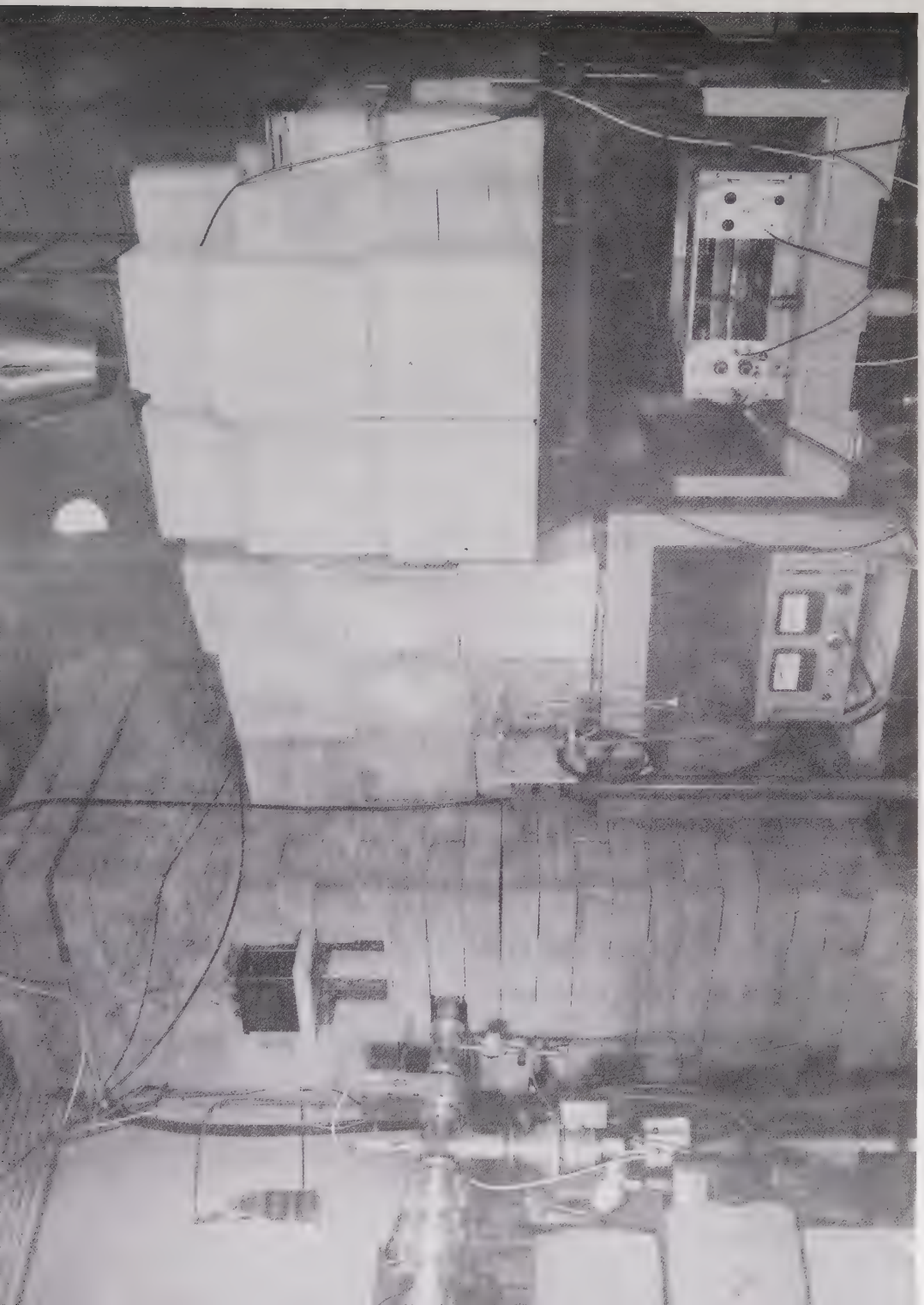
Nous avons utilisé une diode Ge(Li) de volume sensible égal à 60 cm^3, associée à une chaîne de spectrométrie à faible bruit. L'informa-

tion temporelle était prélevée au moyen d'un transformateur d'impulsions disposé à la sortie du préamplificateur de charge. Les signaux délivrés par celui-ci possédaient un temps de montée voisin de 30 ns.

La mesure d'événements en coïncidences retardées que nous effectuons à l'aide des détecteurs α et γ, a pour but de sélectionner les impulsions dues à des neutrons venant directement de la source, parmi toutes celles qui sont observées, malgré le matériau de protection. Le décalage en temps des informations issues des deux compteurs correspond essentiellement à la durée du vol des neutrons, celle-ci étant égale pour tous. Sa mesure sert à sélectionner les projectiles ayant l'énergie et la direction désirées.

La dégradation des caractéristiques des diodes Ge(Li), à la suite de leur exposition à des neutrons rapides, a été examinée quantitativement par STELSON et coll. [15]. Dans le cas d'un détecteur de 30 cm^3, ces auteurs ont observé un élargissement sensible de la largeur de la raie de 2614 keV, émise par une source de ^{208}Tl, à partir d'une dose de $2 . 10^8$ n/cm^2. Une perte de résolution, correspondant à 50 % de la valeur initiale, est déjà constatée pour un flux intégré égal à $6 . 10^8$ n/cm^2.

La largeur de raie à mi-hauteur du compteur utilisé pour nos mesures était de 5 keV pour les rayons γ de 1, 33 MeV d'une source de ^{60}Co. Au cours de nos expériences, nous n'avons pas remarqué d'élargissement des raies spectrales dû à des dommages causés par les neutrons. Ce fait peut s'expliquer partiellement par la résolution relativement modeste de notre détecteur, mais également par l'efficacité du dispositif de protection. Il convient de noter que la diode Ge(Li) n'est jamais placée en regard de la source de neutrons.



Signalons enfin que, dans ce type d'expériences, l'effet Doppler affecte le profil des raies γ d'une façon très appréciable. Il contribue à leur élargissement, en raison de la diversité des directions de recul des noyaux ayant subi l'impact d'un neutron.

D) Blindage

La mise en place d'un important blindage, constitué de fer, de cuivre, de plomb, de paraffine et de béton, a permis de réduire à environ 20 % la proportion d'impulsions parasites non corrélées en temps, analysées par le spectromètre (fig. 4). Le choix du cuivre pour recouvrir les parois du trou prévu pour le passage du faisceau est motivé par la valeur de la section efficace totale d'absorption de ce corps pour des neutrons de 14 MeV, supérieure à celle du fer (σ_{Cu} = 2,9 b ; σ_{Fe} = 2,6 b) et surtout à la faible énergie (E_γ = 511 keV) du rayonnement γ émis consécutivement à la radioactivité β^+ induite par la réaction $^{63}Cu(n, 2n)^{62}Cu$.

A l'arrière du dispositif, nous avons percé une ouverture pour laisser le passage aux projectiles ayant traversé le diffuseur sans donner d'interaction.

E) Mesures temporelles

La figure 5 montre la réponse d'un convertisseur temps-amplitude destiné à l'analyse des coïncidences α-γ retardées et dont le déblocage était assuré par un signal sur la voie α. Nous avons obtenu une largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution égale à 5 ns pour des énergies de photons comprises entre 0,5 et 10 MeV.

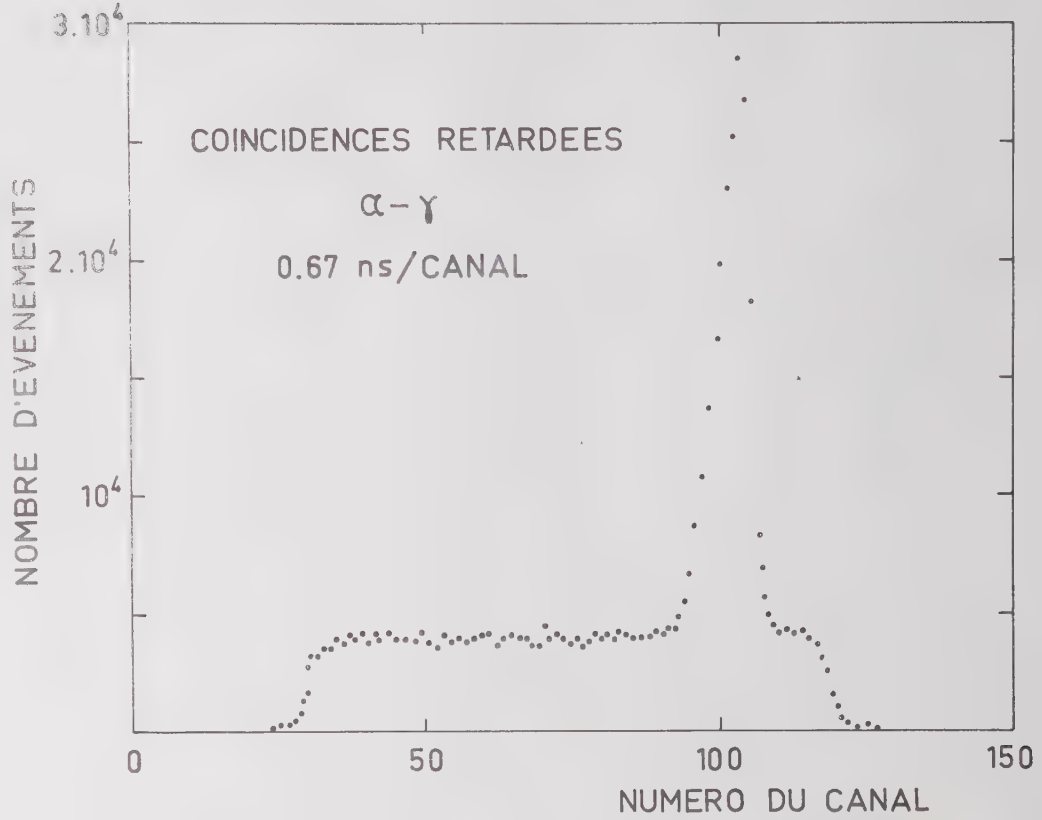


Figure 5 : Courbe de résolution en temps du spectromètre, relevée à l'aide des coïncidences α−γ

V. COMPARAISON DE SPECTRES OBTENUS DANS LES REACTIONS $^{31}P(n,n')$ et $^{31}P(n,n'\gamma)$

Nous avons choisi d'illustrer les possibilités offertes par notre spectromètre par l'exemple de la diffusion inélastique de neutrons de 14 MeV par ^{31}P.

Le diagramme partiel représentant les premiers niveaux excités de ce noyau (fig. 6) montre que les états $3/2^+$ et $5/2^+$ à 1, 27 et 2, 23 MeV sont assez bien séparés de leurs voisins, tandis qu'au-delà de 3 MeV, la densité de niveaux augmente rapidement.

La réaction $^{31}P(n,n')$ a été étudiée à 14 MeV par STELSON [16] à l'aide de la spectrométrie de neutrons par temps de vol. Le pouvoir de résolution de son dispositif, exceptionnellement bon (ΔE = 450 keV pour E = 14 MeV), résulte du choix d'une base de vol égale à 8, 5 m. Nous reproduisons sur la figure 7 un spectre obtenu par cet auteur. On y distingue une raie prépondérante due à la diffusion élastique, mais également à des contributions parasites provenant d'interactions avec des noyaux d'oxygène ou d'azote au voisinage de l'échantillon de phosphore.

On remarque ensuite des groupes de neutrons d'intensité beaucoup plus faible qui apparaissent mieux après la soustraction du bruit de fond.

A l'aide de tels spectres, pris à des angles différents, STELSON a pu étudier la variation de la section efficace différentielle relative au second état de ^{31}P à 2, 23 MeV ($J^\pi = 5/2^+$), puis a déduit de ces mesures la valeur 0, 24 $\pm$ 0, 03 du paramètre β_2^P de déformation partielle pour ce niveau.

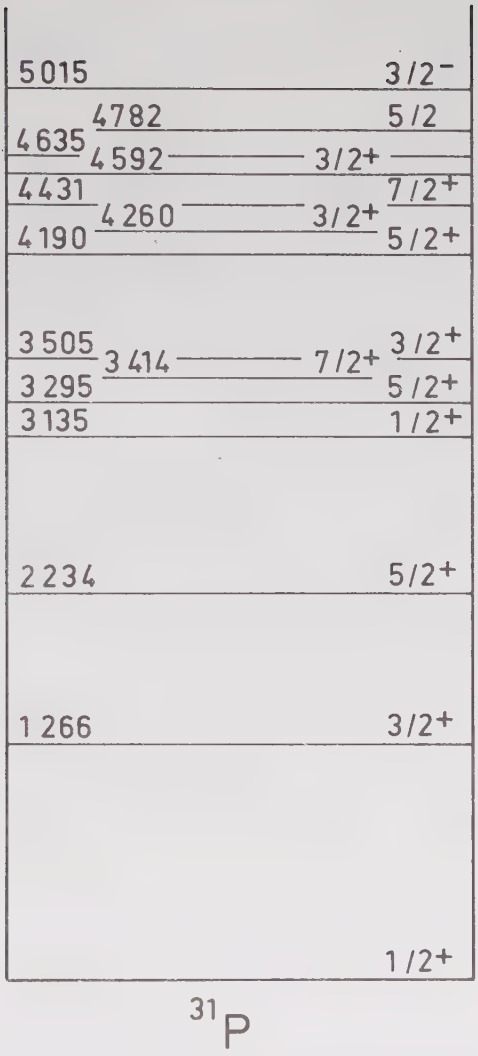


Figure 6 : Schéma des niveaux de ^{31}P (d'après la réf. (34))

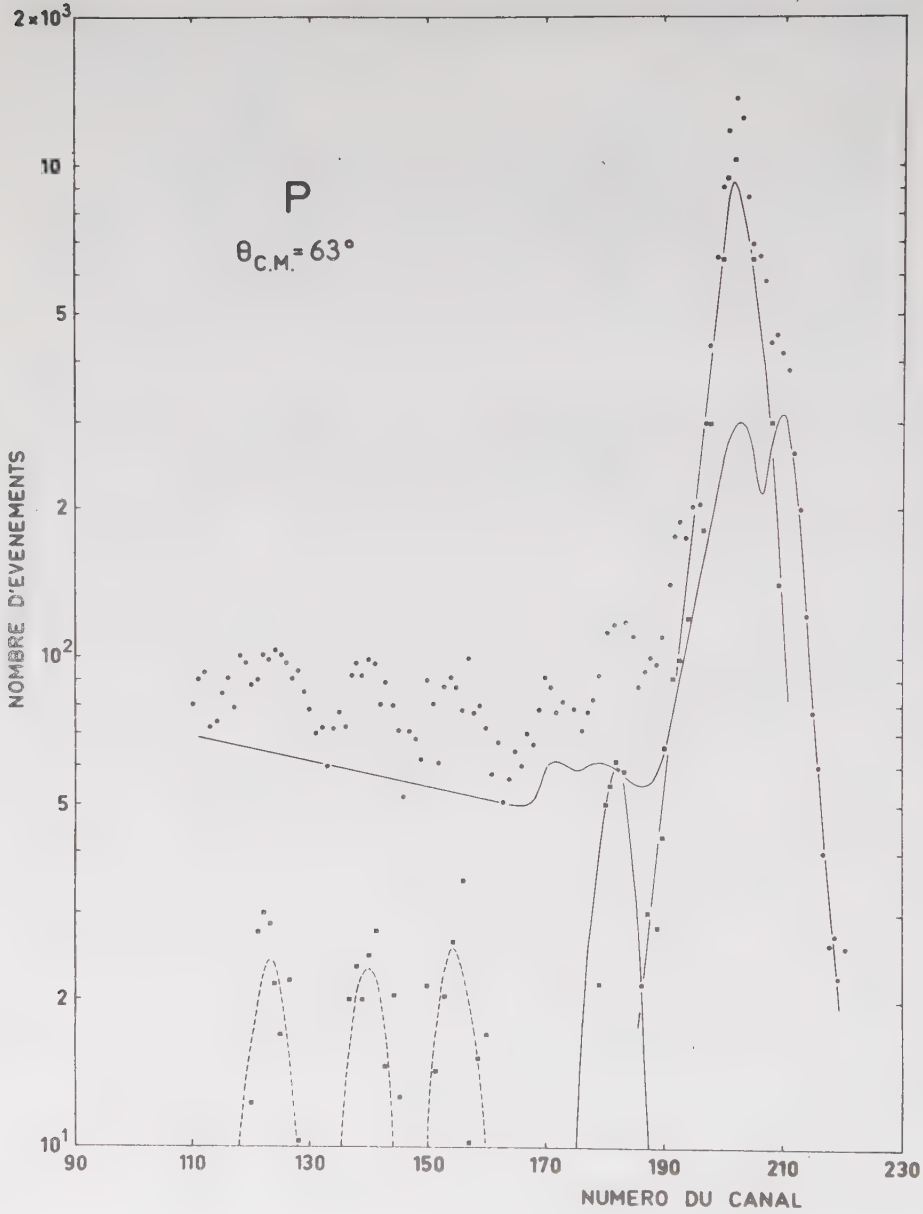


Figure 7 : Diffusion inélastique de neutrons de 14 MeV sur le phosphore (d'après P.H. STELSON (16))

STELSON n'a pas pu obtenir des données similaires concernant le premier état à 1, 27 MeV ($J^{\pi} = 3/2^{+}$), le groupe de neutrons correspondant ne se distinguant pas suffisamment de celui des particules diffusées élastiquement.

LEVESQUE [17] a mesuré la vie moyenne de ce niveau, $3/2^{+}$, par la méthode de l'absorption résonnante. Son résultat, $\tau = (7, 16 \pm {}^{1,3}_{1,0}) \cdot 10^{-13}$ s, implique la valeur $\beta_2^P = 0, 10$ pour le paramètre de déformation.

On sait, d'après les travaux de BRINK et SATCHLER [18], que la section efficace pour un transfert de moment angulaire ℓ est proportionnelle au carré de la grandeur β_ℓ^P. Le rendement de l'excitation du premier état de ^{31}P doit donc être égal au quart de celui relatif au second niveau.

Le spectre γ que nous avons observé à 90° (fig. 8) permet de discerner aisément les rayonnements associés à la désexcitation des niveaux de ^{31}P. En tenant compte de la variation de l'efficacité de détection de notre spectromètre en fonction de l'énergie, nous constatons effectivement que le nombre d'événements consécutifs au peuplement du premier état est inférieur à celui correspondant au second. Il y a donc accord qualitatif avec la prévision théorique précédente. Ne disposant pas d'une valeur de section efficace totale de production de rayonnement γ, nous ne pouvons pas discuter ces résultats plus en détail.

Nous mettons également en évidence la part due à plusieurs états d'énergie supérieure à 3 MeV : 3, 41, 4, 43 et 4, 64 MeV, dont nous observons les principales transitions de désexcitation avec une précision voisine d'un keV. Malgré la bonne résolution qui distingue son spectre, STELSON n'a-

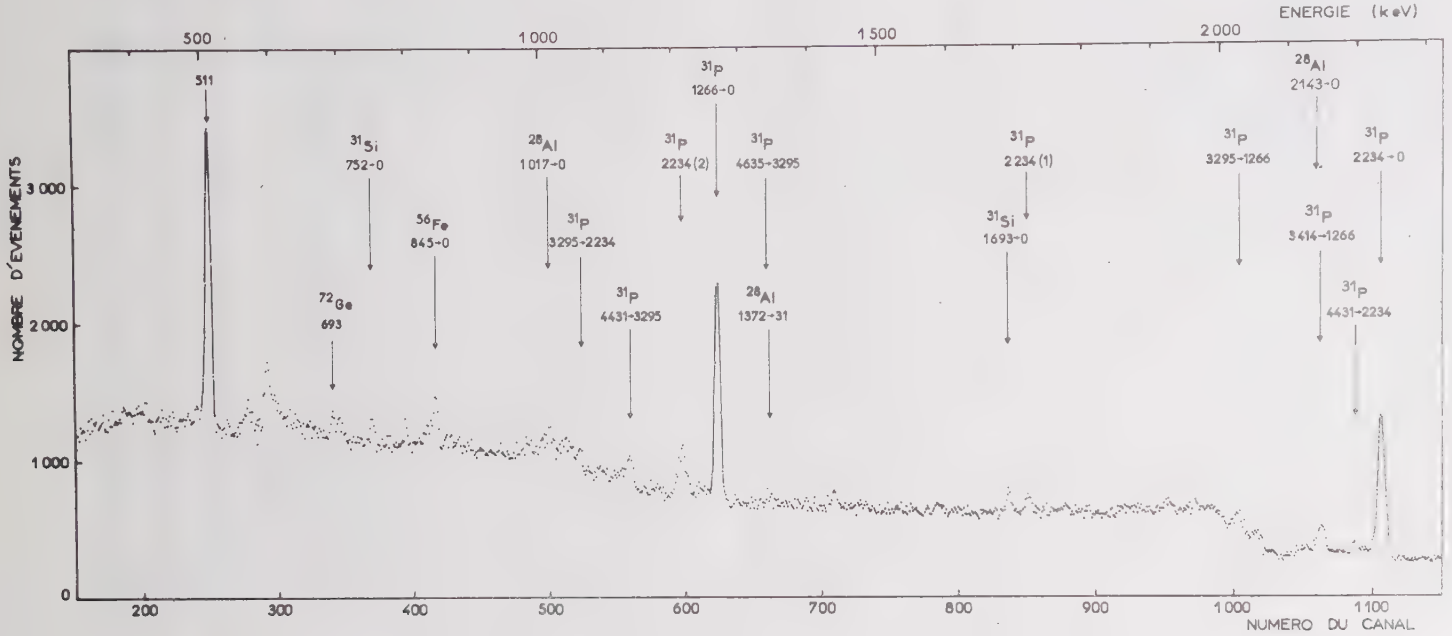


Figure 8 : Rayonnements γ détectés lors du bombardement d'une cible de phosphore par des neutrons de 14 MeV

vait pas été en mesure de discerner la contribution individuelle de chaque niveau.

Nous relevons enfin la présence de raies émises par le noyau de recul des réactions $^{31}P(n,p)^{31}Si$ et $^{31}P(n,\alpha)^{28}Al$. Dans le cas particulier d'un diffuseur de phosphore, l'étude de ces rayonnements est d'un intérêt limité. Les connaissances spectroscopiques actuelles de ^{31}Si et de ^{28}Al résultent de nombreux autres moyens d'investigation.

Au cours d'autres mesures de diffusion inélastique de neutrons effectuées sur des cibles de magnésium, aluminium, silicium, soufre, chlore et argon, nous avons également observé la formation de noyaux radioactifs par réaction (n,p). La valeur, généralement élevée (plusieurs dizaines de millibarns), de la section efficace de ce processus pour les isotopes stables de ces éléments, nous a permis d'entreprendre deux types d'expériences concernant, soit la spectroscopie du noyau de recul (analyse du rayonnement γ "prompt"), soit l'étude de sa désintégration β^- (détection du rayonnement γ "différé"). Trois raisons nous ont conduits à développer ce deuxième domaine de recherches :

- les mesures proprement dites peuvent être effectuées à l'écart de la source de neutrons, en un lieu à faible bruit de fond ;

- l'intensité du flux de neutrons n'est plus limitée par le taux de comptage acceptable pour le détecteur de la particule associée ;

- l'échantillon à irradier peut comporter peu de matière, d'où la possibilité de travail avec des cibles à composition isotopique enrichie. Le diffuseur pour neutrons rapides, dont le volume était compris entre 100 et 200 cm^3, n'offrait pas cet avantage.

VI. TECHNIQUES EXPERIMENTALES MISES AU POINT POUR L'ETUDE DES DESINTEGRATIONS β^-

A) Transfert et irradiation des échantillons

La valeur des périodes de ^{37}S et de ^{40}Cl (4, 8 et 1, 3 mn respectivement) permettait le transport des échantillons actifs par l'expérimentateur. Dans le cas de ^{26}Na ($T_{1/2}$ = 1, 05 s) et de ^{30}Al ($T_{1/2}$ = 3, 6 s), nous avons eu recours à un système de transfert pneumatique, destiné à assurer l'analyse du rayonnement γ émis par l'échantillon dans le meilleur délai après son activation (fig. 9).

La distance séparant la source de neutrons de la station de comptage était d'une dizaine de mètres. Le porte-échantillon, un cylindre creux en polyéthylène (ϕ 12 mm, longueur 25 mm), parcourait ce chemin en 0, 7 s, sous l'effet d'air comprimé.

L'étude du spectre de bruit de fond dû au porte-échantillon a révélé la présence de chlore, à l'état de trace. Cependant, l'importance de cette contamination était très faible, compte tenu de l'activité des radioéléments que nous désirions étudier.

Un cycle de travail, représenté schématiquement sur la figure 10, comprend les périodes d'irradiation et d'analyse, séparées par la durée des transferts de l'échantillon. Le programme de son déroulement est réglé par un dispositif électronique de commande à l'aide duquel l'expérimentateur fixe les intervalles de temps choisis en fonction des caractéristiques de l'isotope étudié.

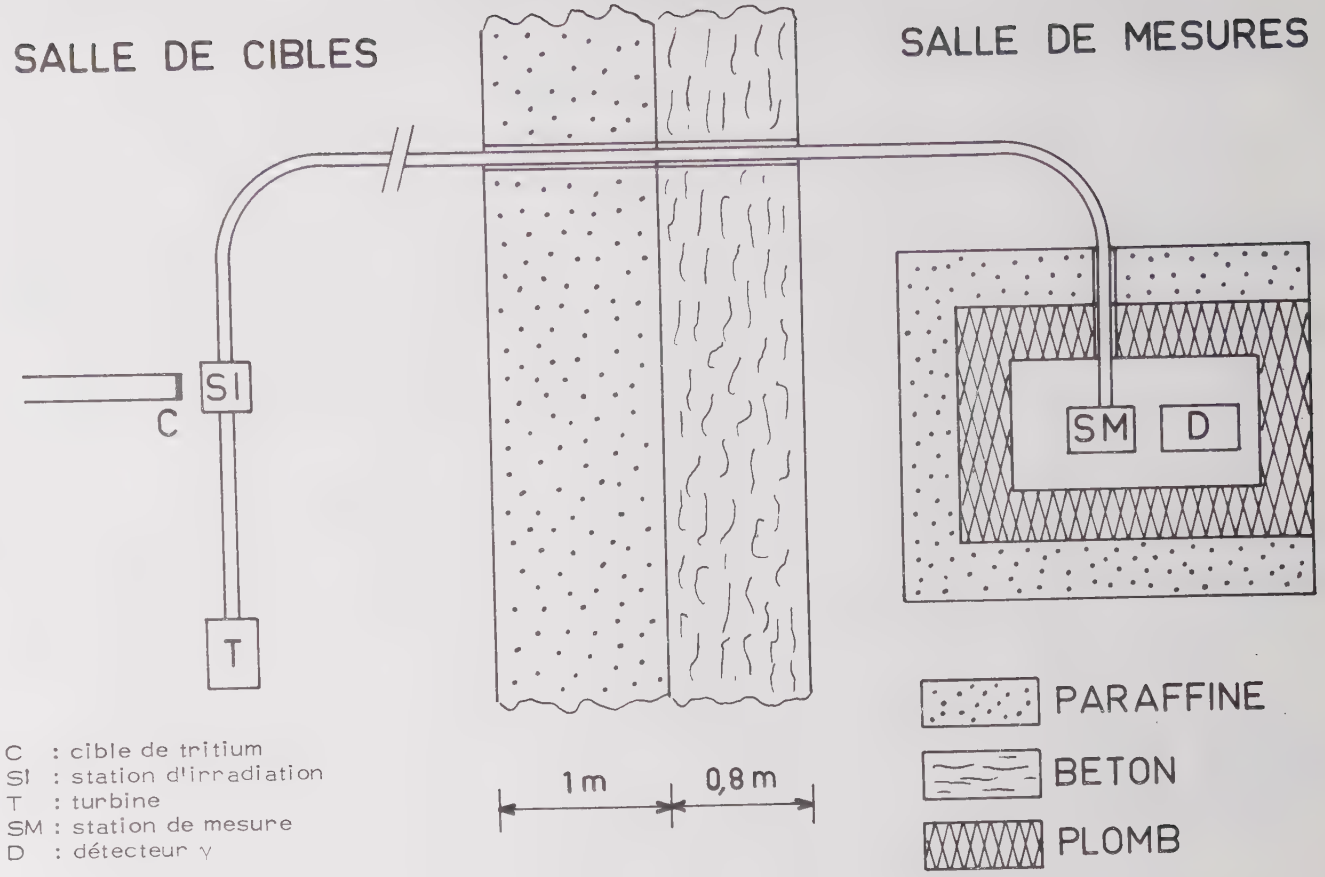


Figure 9 : Schéma du dispositif de transfert des échantillons

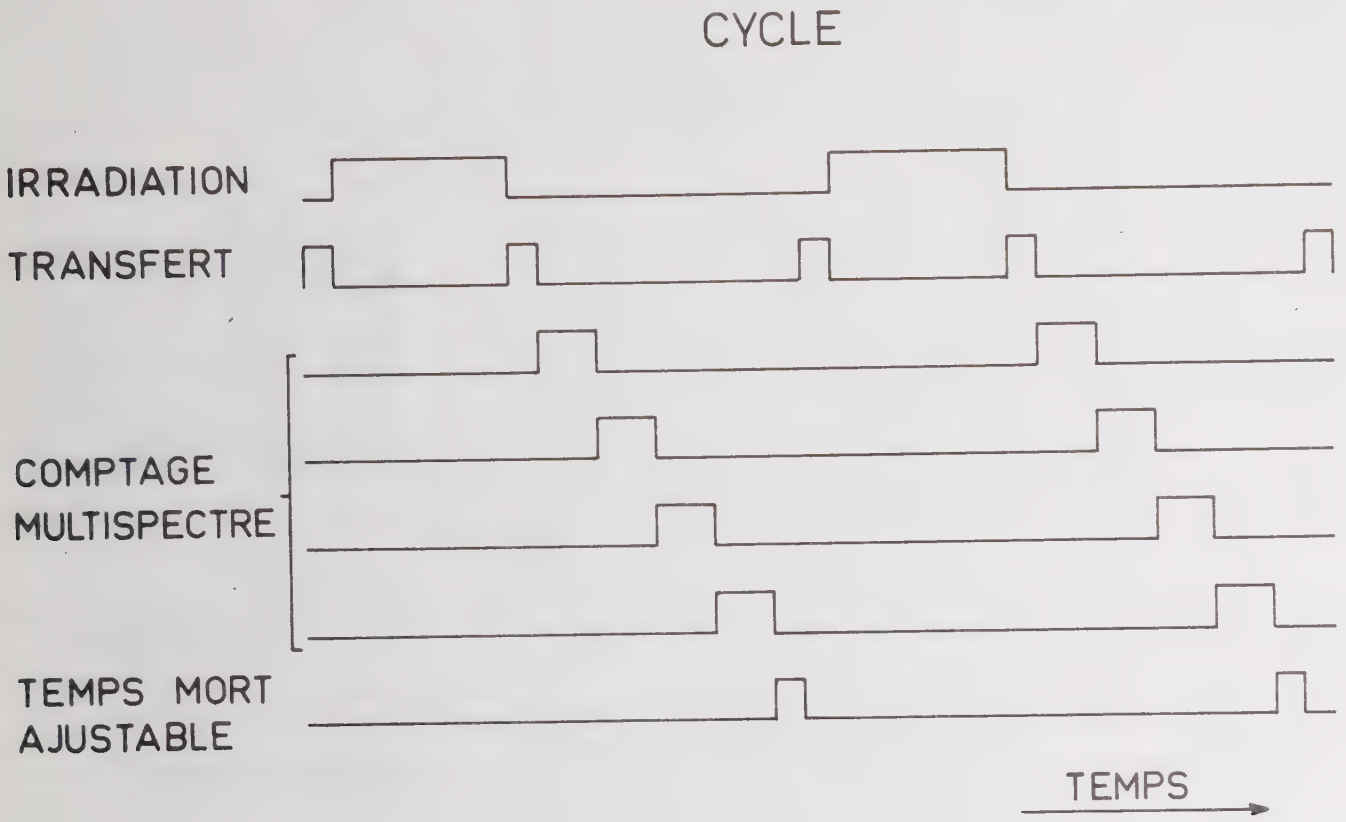


Figure 10 : Schéma du cycle de travail

Le fonctionnement de la source de deutons de l'accélérateur est asservi à la commande du dispositif de transfert, de sorte que la durée de bombardement de la cible de tritium coïncide rigoureusement avec le temps de présence de l'échantillon dans la station d'irradiation. La production de neutrons est ainsi arrêtée pendant les périodes de mesures.

B) Spectrométrie du rayonnement γ

Nous avons utilisé un détecteur Ge(Li) de grand volume sensible (60 cm^3) dont la largeur de raie à mi-hauteur était de 4 keV pour les photons de 1,33 MeV d'une source de ^{60}Co.

Il était disposé face à la station de mesure du dispositif de transfert et protégé par une cellule de plomb (épaisseur des parois 10 à 15 cm) et des blocs de paraffine.

Les spectres que nous avons observés dans ces conditions, ne comportaient pratiquement pas de contribution due à l'activité intense existant dans la salle de cibles contiguë.

C) Analyse en mode multispectre

Dans le cas de la désintégration d'isotopes de période longue ($T_{1/2} > 1$ mn), les impulsions délivrées par le compteur étaient analysées au moyen d'un convertisseur analogique-digital, dont la réponse était enregistrée dans deux blocs-mémoire de 4096 canaux, en fonctionnement séquentiel. Un circuit-horloge de haute stabilité, déclenché à partir du dispositif de transfert, assurait l'aiguillage des signaux vers l'un ou l'autre sélecteur.

Dans le cas des émetteurs de période courte (^{26}Na et ^{30}Al), la solution adoptée consistait à coupler directement le convertisseur à l'ordinateur IBM 1800 du laboratoire (fig. 11). La capacité de la mémoire de celui-ci permettait en effet de porter à quatre le nombre de spectres de 4000 canaux enregistrés au cours d'une même décroissance. Les informations transmises au calculateur, pour toute impulsion analysée, comportaient, outre la valeur de son amplitude sous forme codée, un signal indiquant l'intervalle de temps pendant lequel la détection a eu lieu. Ce deuxième paramètre était fourni par une horloge à quartz, dont le déclenchement coïncidait, à chaque cycle de travail, avec l'arrivée de l'échantillon actif en face du compteur.

D) Critères d'identification des raies γ

Grâce à cette technique, nous disposions de deux renseignements intéressants pour déterminer l'origine des rayons γ : d'une part, leur énergie dont nous comparions la valeur à celle des transitions entre les niveaux connus des noyaux formés, d'autre part le taux de décroissance particulier à chaque raie. Remarquons cependant que ce dernier ne fournit de données précises que dans le cas des pics les plus importants, pour lesquels les fluctuations statistiques affectant les mesures d'aire sont faibles en valeur relative.

Ces deux critères, auxquels s'ajoutent l'absence des raies dans le spectre de bruit de fond, la considération des rapports d'embranchement γ dans le noyau formé, et dans quelques rares cas, les résultats de mesures de coïncidences β-γ effectuées par d'autres auteurs, se sont révélés suffisants pour l'élaboration du schéma de désintégration de ^{26}Na,

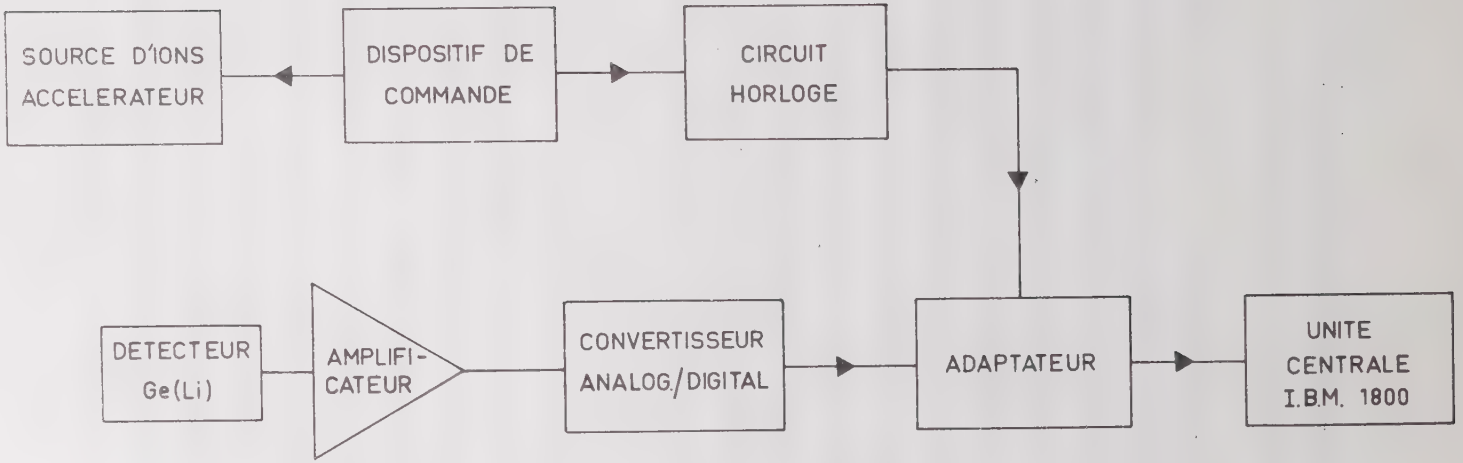


Figure 11 : Schéma de principe du dispositif d'analyse en mode multi-spectre

^{30}Al et de ^{37}S. L'analyse de la décroissance de ^{40}Cl a nécessité une étude plus fine des modes de désexcitation de ^{40}Ar.

E) Mesures de coïncidences γ-γ

Nous avons utilisé une chaîne d'analyse bidimensionnelle (réalisée au laboratoire [19]) à 512 000 canaux, répartis suivant la configuration 2560 x 200. Elle comprenait essentiellement une sonde NaI(Tl) de 10,2 x 10,2 cm et le détecteur Ge(Li), cité plus haut, associés à deux codeurs d'amplitude, un circuit de coïncidences du type "lent-rapide" et un ordinateur IBM 1800. L'unité de disque de celui-ci servait à la classification et à l'enregistrement des événements analysés. La résolution en temps des coïncidences était égale à 30 ns (largeur à la base de la courbe de coïncidences promptes).

Pour cette expérience, la durée d'accumulation s'est étalée sur 30 heures.

F) Etalonnage et mesures d'énergie

Le calibrage en énergie des spectres a été fait à l'aide des principales raies émises par une source de ^{56}Co [20]. En tenant compte en plus de la ligne d'annihilation de 511,006 ± 0,002 keV [21], nous disposions de références couvrant un domaine d'énergie s'étendant jusqu'à 3,5 MeV. L'expression analytique de la fonction de réponse de la chaîne de spectrométrie a été déterminée sur ordinateur, à l'aide de ces raies et des écarts de 511 keV dus à l'effet de paires. Nous obtenions ainsi une courbe d'étalonnage complète et précise pour nos spectres. Le dépouillement de ceux-ci (position des raies, mesure de leur aire) [22]

était également effectué sur ordinateur. Par cette méthode, l'incertitude sur l'énergie des raies était généralement inférieure à 1 keV.

G) Efficacité de détection

La détermination de la courbe d'efficacité de détection de la diode Ge(Li) a été effectuée en fonction des caractéristiques particulières de chaque expérience (géométrie et épaisseur des sources).

Dans le cas de la désintégration de ^{26}Na et de ^{30}Al, la faible quantité de matière utilisée nous a permis d'assimiler les émetteurs à des sources ponctuelles. Nous avons vérifié également, à l'aide d'écrans de diverses épaisseurs, que nous pouvions négliger les effets d'auto-absorption du rayonnement γ par les échantillons.

L'étude de la désintégration de ^{40}Cl a été faite au moyen de quantités d'argon liquide de volume voisin de 60 cm^3. Nous ne pouvions donc plus faire les mêmes approximations et nous avons mis au point un procédé permettant de tenir compte des conditions réelles de l'expérience.

De la poudre de manganèse de haute pureté (40 mg) a été irradiée à la Pile Universitaire de Strasbourg, en vue de la production de l'isotope ^{56}Mn ($T_{1/2}$ = 2,4 h). Le métal ainsi activé, a été maintenu en suspension à l'aide d'un agitateur magnétique, dans 60 cm^3 de tétrachlorure de carbone. Ce composé a été choisi en raison de son numéro atomique pour simuler le rôle de l'argon.

Les émissions γ qui accompagnent la désintégration de ^{56}Mn ont lieu dans un large domaine d'énergie s'étendant jusqu'à 3,4 MeV, avec des intensités bien établies [23]. Nous avons pu déduire directe-

ment de leur analyse, une partie de la courbe d'efficacité de détection de la jonction.

Pour les énergies supérieures à 3,5 MeV, nous avons utilisé des résultats concernant la réaction de capture $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ à E_p = 992 keV [24], puis normalisé ceux-ci à la valeur précédemment trouvée à 3 MeV. Dans ce cas, les effets de géométrie et d'absorption ont été négligés.

H) Mesure des périodes

La période des isotopes étudiés a été mesurée au cours de travaux antérieurs aux nôtres. Cependant, à plusieurs reprises, nous avons constaté que les résultats publiés présentaient des désaccords que nous mentionnerons lors de la description de la désintégration correspondante.

Nous avons déterminé la période de ^{26}Na, ^{30}Al, ^{37}S et ^{40}Cl à l'aide du procédé suivant. Un détecteur Ge(Li), associé à un sélecteur d'amplitude monocanal, permettait de mesurer l'activité de l'échantillon correspondant à un intervalle d'énergie plus ou moins étendu, choisi dans le rayonnement émis, afin d'éviter la contribution d'émetteurs de période différente. Nous avons adopté cette solution, de préférence à celle qui consiste à étudier le taux de décroissance d'une raie isolée, pour augmenter le nombre d'événements analysés et réduire ainsi les fluctuations statistiques de nos mesures.

Dans le cas de ^{26}Na et de ^{30}Al, nous avons eu cependant à tenir compte de la contamination provenant de la désintégration de ^{16}N, consécutive à la réaction $^{16}O(n,p)^{16}N$, qui se traduit essentiellement par le fond Compton du rayonnement γ de 6130 keV.

Les signaux issus du sélecteur d'amplitude étaient dénombrés à l'aide d'un analyseur multicanal, opérant en mode multiéchelle, associé à un chronomètre de haute stabilité qui déterminait l'intervalle de temps correspondant à chaque canal avec une précision voisine de 10^{-5} en valeur relative.

La courbe de décroissance ainsi enregistrée était traitée sur ordinateur suivant un calcul utilisant la méthode des moindres carrés. En plus d'un bruit de fond supposé constant, le nombre des composantes exponentielles, prises en compte dans les données expérimentales, pouvaient atteindre trois.

En pratique, par suite du choix judicieux des domaines d'énergie analysés, nous avons uniquement constaté la contamination par ^{16}N. Le fait de retrouver, pour la désintégration de cet isotope, la période actuellement admise ($T_{1/2} = 7,13 \pm 0,02$ s [25]) constitue une vérification de nos résultats.

CHAPITRE 3

ETUDE DE LA DESINTEGRATION DE ^{26}Na, ^{30}Al, ^{37}S et ^{40}Cl

I. DESINTEGRATION $^{26}Na(\beta^-)^{26}Mg$

A) Etudes antérieures

La production de l'isotope ^{26}Na a été signalée pour la première fois par NURMIA et FINK [26], au cours de l'irradiation de magnésium naturel par des neutrons de 14,8 MeV. Les mesures effectuées par ces auteurs permettent d'en déduire une valeur de la section efficace σ de la réaction $^{26}Mg(n,p)$ égale à 20 ± 3 mb [27]. A E_n = 14 MeV, ALLAN [26] a obtenu $\sigma = 27 \pm 7$ mb.

La seule étude de la désintégration de ^{26}Na, lorsque nous avons entrepris ce travail, était celle de ROBINSON, LUCAS et JOHNSON [29]

qui avaient observé les rayonnements β et γ à l'aide de détecteurs à scintillations et établi le schéma de décroissance représenté sur la figure 12. Une seule transition β^- (E_β = 6,7 ± 0,3 MeV) peuplant le premier niveau excité, $J^\pi = 2^+$, de ^{26}Mg avait été mise en évidence . Des limites supérieures égales à 10 % avaient été données pour les rapports d'embranchement vers l'état fondamental, $J^\pi = 0^+$, et le second niveau excité, $J^\pi = 2^+$, de ^{26}Mg.

Le caractère permis de la transition β^- observée implique une parité positive pour l'état fondamental de ^{26}Na et l'une des valeurs 1, 2 ou 3 pour le moment angulaire de celui-ci.

Différence de masse ^{26}Na - ^{26}Mg (Q_β)

Les mesures de coïncidences β-γ de ROBINSON conduisent à une valeur de Q_β égale à 8,5 ± 0,3 MeV. KLAPISCH et coll. [30] ont estimé cette grandeur à 9,0 ± 0,5 MeV, après avoir détecté la présence de ^{26}Na dans les cibles d'uranium bombardées par des protons de 24 GeV.

L'excès de masse de ^{26}Na (- 6,853 ± 0,030 MeV) a été mesuré récemment par BALL et al. [31] à l'aide de la réaction ^{26}Mg(^{7}Li, ^{7}Be)^{26}Na à E(^{7}Li) = 36 MeV. A l'aide de ce résultat, nous pouvons calculer une valeur de Q_β égale à 8 361 ± 30 keV, compatible uniquement avec celle donnée par KLAPISCH. Le choix de cette réaction et l'utilisation de détecteurs à semiconducteurs ont d'ailleurs permis de réduire, d'une façon importante, l'incertitude d'origine expérimentale qui affecte cette grandeur.

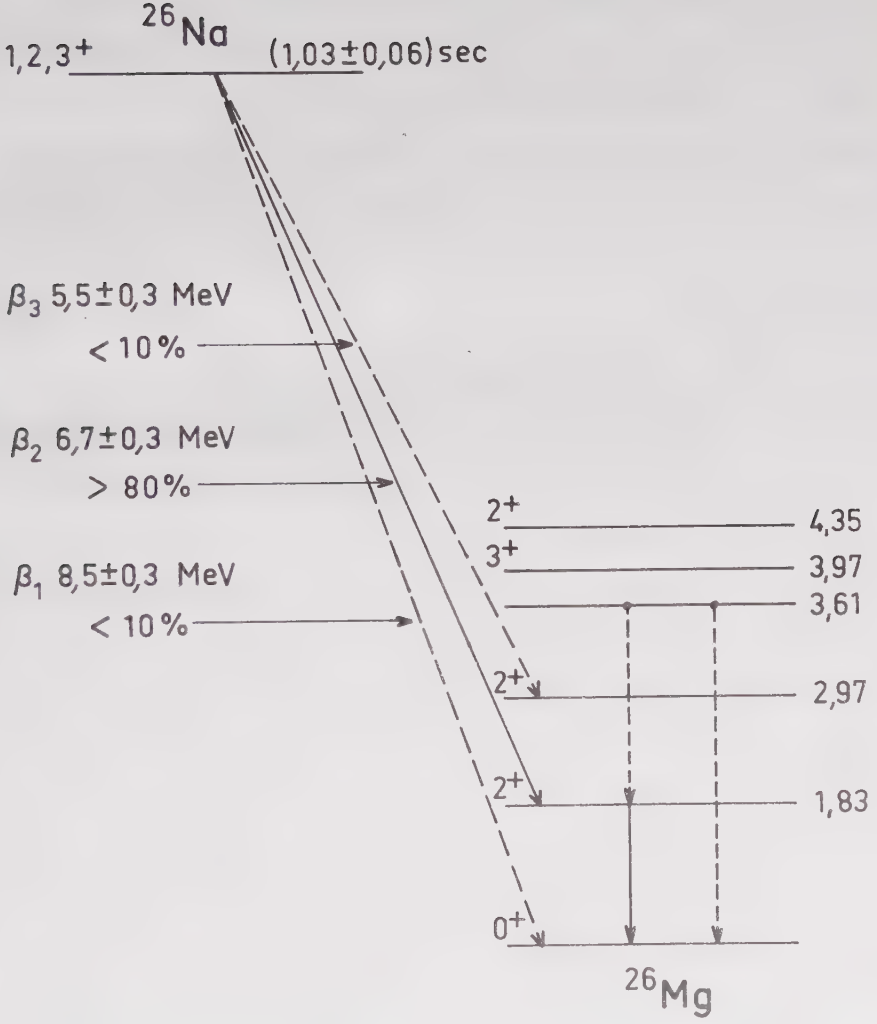


Figure 12 : Désintégration de ^{26}Na (d'après E.L. ROBINSON (29))

B) Résultats expérimentaux

L'abondance isotopique relativement faible (11, 2 %) de ^{26}Mg nous a contraints à utiliser une cible enrichie en masse 26 à 99, 7 % (≈ 1 g). Des essais préliminaires sur du magnésium naturel ont révélé en effet une activation intense due à des réactions avec l'isotope de masse 24. L'emploi d'un échantillon à l'état métallique évitait d'autre part une contamination importante de nos spectres produite par l'irradiation d'autres éléments chimiques (de l'oxygène notamment).

Période de ^{26}Na

Nous avons déterminé la période de ^{26}Na à partir de l'activité provoquée par le rayonnement γ d'énergie comprise entre 1, 8 et 3, 0 MeV. Ce domaine comporte peu de contributions parasites. La valeur obtenue est égale à 1, 05 ± 0, 02 s (fig. 13). Nous confirmons ainsi les mesures précédentes de NURMIA [26] (1, 04 ± 0, 03 s) et de ROBINSON [29] (1, 03 ± 0, 06 s). Le léger désaccord avec la valeur donnée par KLAPISCH [30] (0, 98 ± 0, 02 s) a disparu très récemment à la suite de la publication par cet auteur [32] d'une nouvelle estimation (1, 07 ± 0, 03 s), dont nous avons eu connaissance après l'achèvement de notre travail.

Etude des transitions γ

L'étude du rayonnement γ émis par la source de ^{26}Na a été faite en mode multispectre. Au cours d'un cycle de travail, l'échantillon était soumis à une irradiation de 3 s suivie d'un temps d'analyse de 4 s, correspondant à l'enregistrement de 4 spectres successifs de durée égale

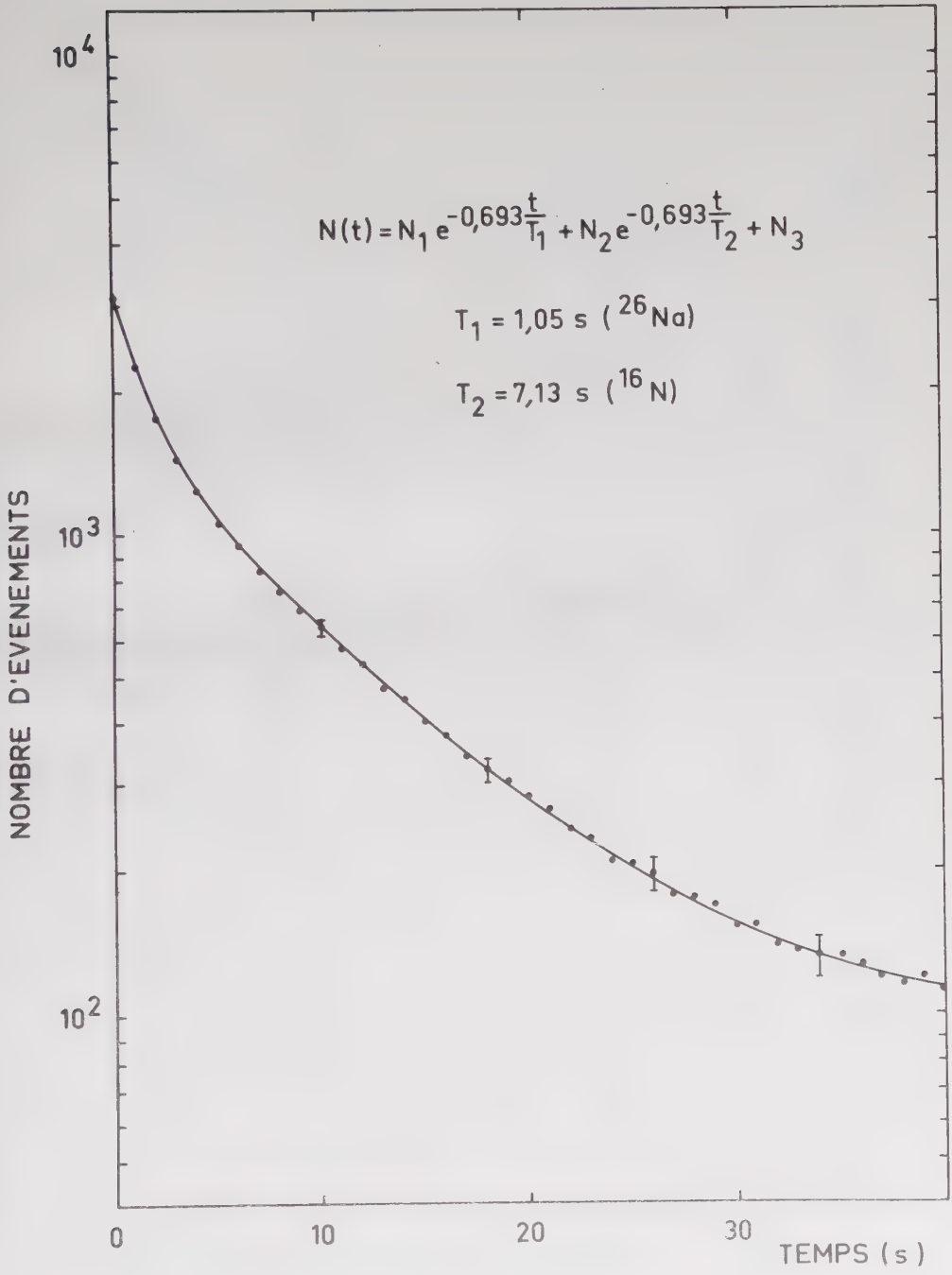


Figure 13 : Détermination de la période de ^{26}Na

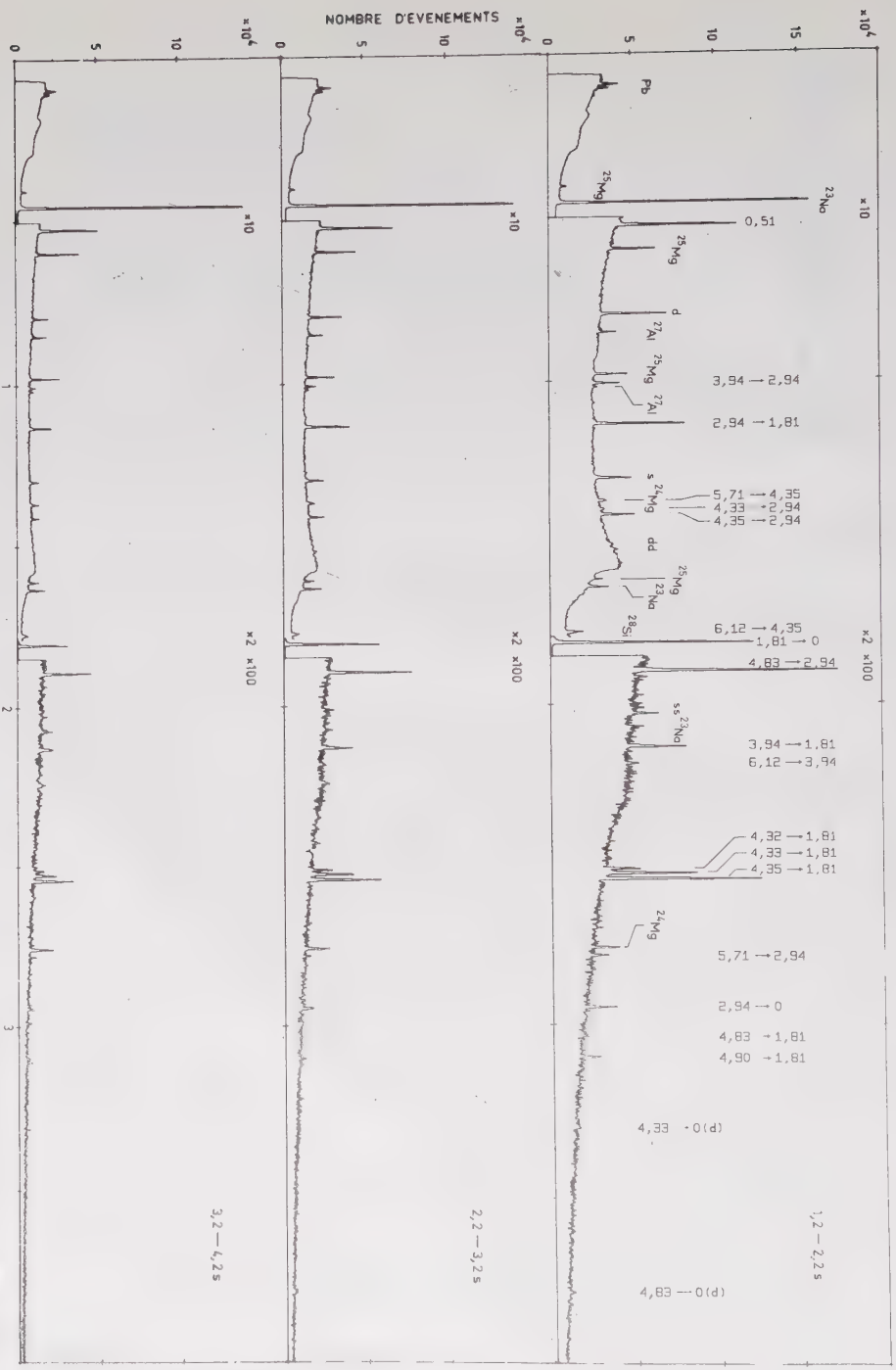


Figure 14 : Spectres du rayonnement γ observés lors de la désintégration $^{-}$ de ^{26}Na. Résultats de l'analyse en mode multispectre

chacun à 1 s. Sur la figure 14, nous représentons les trois premiers spectres ainsi obtenus après un temps d'expérience voisin de 30 heures, au cours duquel la cible de magnésium a subi 8700 va-et-vient. Les énergies sont indiquées en MeV. Les raies provenant d'isotopes autres que ^{26}Mg sont notées à l'aide du symbole du noyau émetteur.

Nous avons mis en évidence des transitions γ dans ^{26}Mg rendant compte de l'alimentation β de neuf niveaux, dont l'énergie est comprise entre 1,81 et 6,12 MeV. Ces raies apparaissent nettement séparées de celles dues aux autres isotopes formés par les réactions en compétition : $^{26}Mg(n,d)^{25}Na$, $^{26}Mg(n,\alpha)^{23}Ne$ et $^{26}Mg(n,\gamma)^{27}Mg$, à l'exception d'un pic à 1776 ± 2 keV. Le taux de décroissance de celui-ci en fonction du temps et sa déformation progressive vers les hautes énergies, révélée par l'analyse en mode multispectre, indiquent l'existence d'une contribution due à un émetteur de période longue (fig. 15). Il s'agit du rayonnement de 1778 keV, également observé dans le spectre du bruit de fond, provenant de la désexcitation du premier état 2^+ de ^{28}Si qui est alimenté lors de la désintégration de ^{28}Al ($T_{1/2}$ = 2,27 mn). L'évolution de l'aire de la raie au cours des enregistrements successifs nous a permis de déterminer la part due à ^{26}Mg, que nous attribuons à la désexcitation de l'état de 6,12 MeV (6,12 → 4,35 MeV, E_γ = 1774 keV). Cette interprétation est confirmée par la mise en évidence d'une autre transition γ émise à partir de ce niveau (6,12 → 3,94 MeV, E_γ = 2183 keV) (fig. 16). Dans ce travail, le gain de la chaîne de spectrométrie, que nous avons été amenés à choisir, ne rendait pas possible l'observation de la désexcitation directe de l'état de 6,12 MeV dont le rapport d'embranchement est égal à 1 % d'après SELIN [33]. Notons, néanmoins, que l'existence de cette transition est contestée

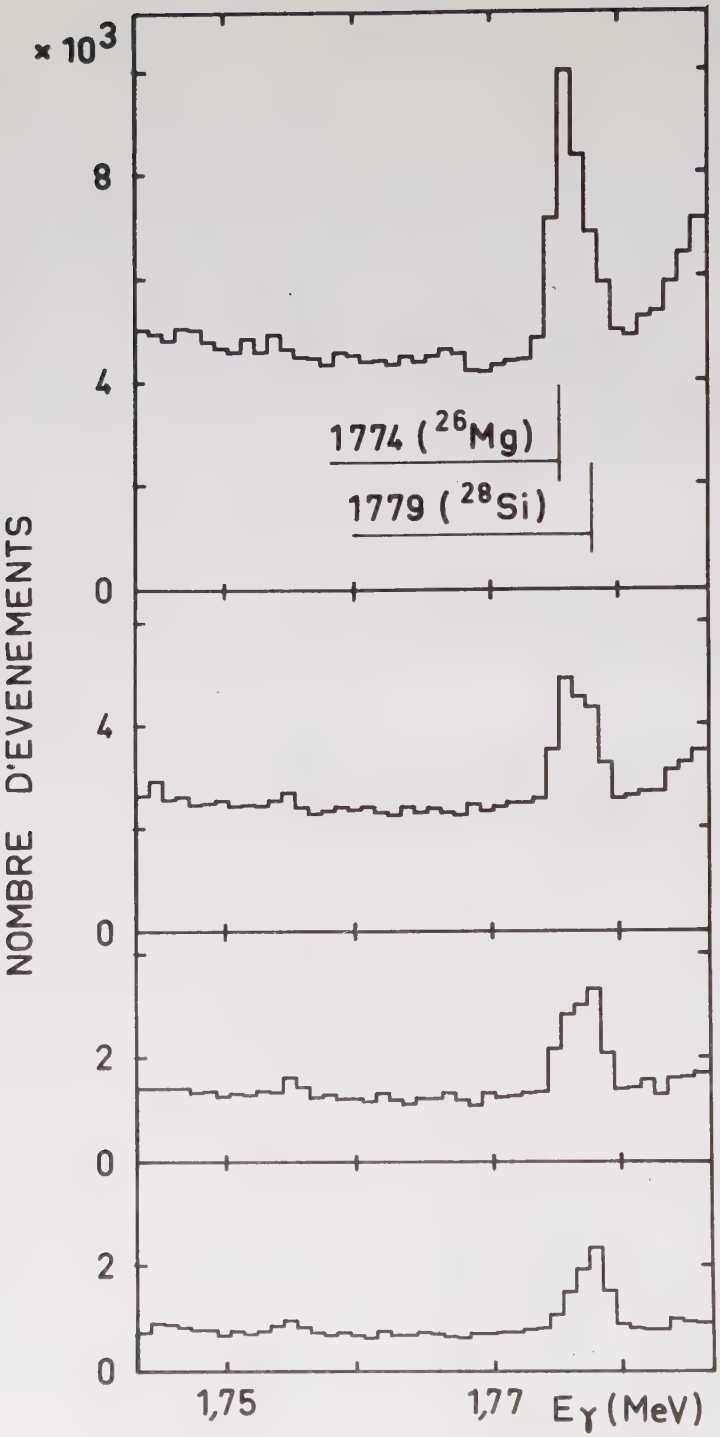


Figure 15 : Mise en évidence de l'évolution de la raie de 1,78 MeV à l'aide de l'analyse en mode multispectre

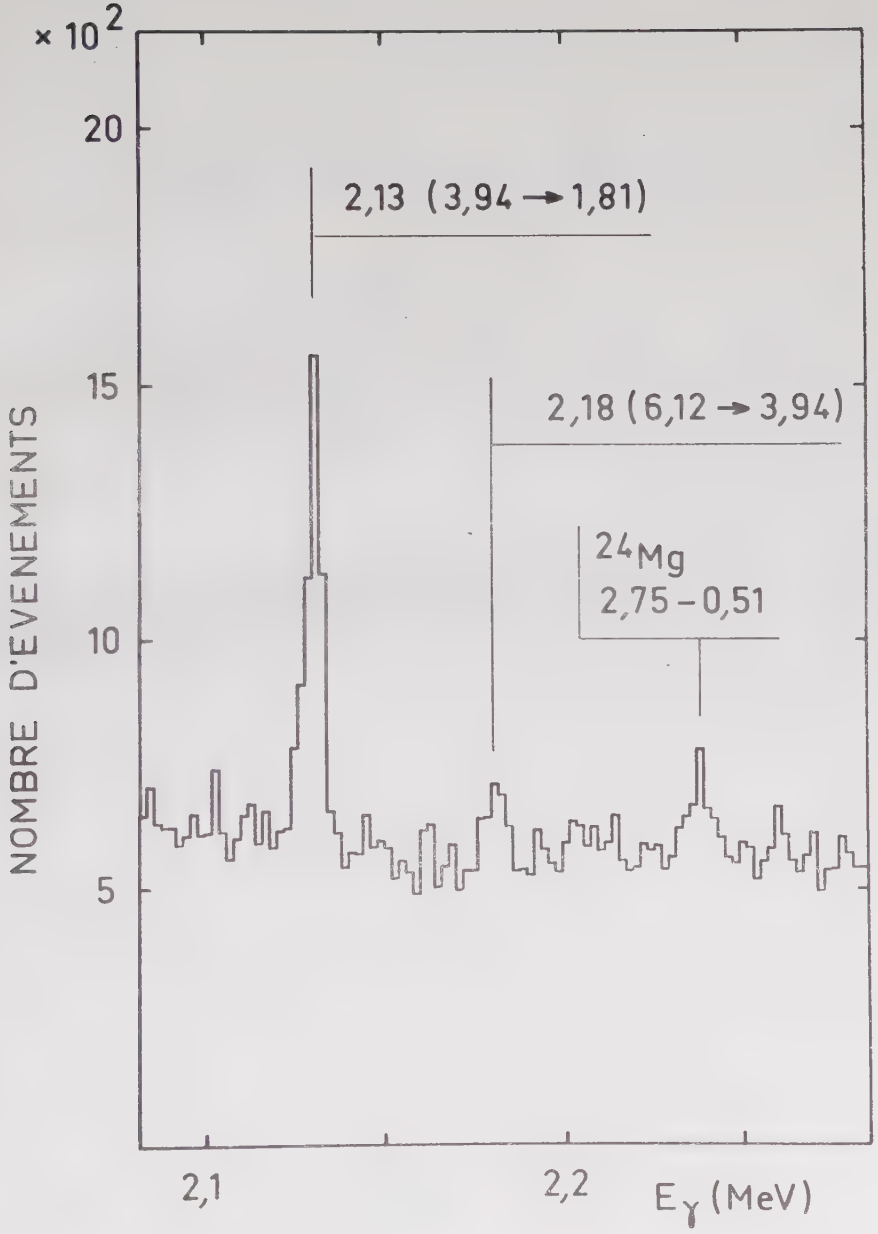


Figure 16 : Mise en évidence du rayonnement γ de 2, 18 MeV émis lors de la désintégration de ^{26}Na

TABLEAU III

Transitions γ dans ^{26}Mg,
consécutives à la désintégration β^- de ^{26}Na

E_i (keV) ce travail	E_f (MeV)	E_γ (keV)	Rapport d'embranchement	
			ce travail	Durell (37)
1808, 3 ± 0, 2	0	1808, 3	100	100
2937, 6 ± 0, 4	0	2938, 0	9 ± 2	8
	1, 81	1128, 9	91 ± 2	92
3940, 2 ± 0, 4	1, 81	2132, 0	39 ± 2	40
	2, 94	1002, 5	61 ± 2	60
4318, 2 ± 0, 5	1, 81	2510, 0	100	100
4331, 5 ± 0, 5	0	4331, 4	9 ± 3	7
	1, 81	2541, 4	80 ± 4	83
	2, 94	1393, 5	11 ± 3	10
4349, 0 ± 0, 5	1, 81	2541, 1	52 ± 3	56
	2, 94	1410, 9	48 ± 3	44
4834, 2 ± 0, 5	0	4831, 1	13 ± 3	13
	1, 81	3026, 3	5 ± 2	4
	2, 94	1896, 2	82 ± 4	83
4900, 1 ± 0, 5	1, 81	3091, 7	100	100
5715, 1 ± 0, 8	2, 94	2777, 5	32 ± 2	34
	4, 35	1366, 5	68 ± 2	66
6123, 2 ± 0, 8	3, 94	2183, 0	10 ± 2	
	4, 35	1174, 2	90 ± 2	

par d'autres auteurs [34]. Hormis ce cas, les rapports d'embranchement γ des états de ^{26}Mg, établis à partir de nos mesures, sont en bon accord avec ceux obtenus à l'aide des réactions $^{26}Mg(p,p'\gamma)^{26}Mg$ [35, 36, 37], $^{25}Mg(n,\gamma)^{26}Mg$ [33] et $^{25}Mg(d,p\gamma)^{26}Mg$ [38], ainsi que le montre le tableau III.

Transitions β^-

ROBINSON [29], par spectrométrie β^-, n'a pas observé d'embranchement β_o^- vers l'état fondamental de ^{26}Mg. D'après les travaux de cet auteur, nous avons donc admis, pour le calcul de l'intensité relative des transitions β^-, qu'un tel embranchement n'existait pas. L'analyse de nos données expérimentales montrera d'ailleurs qu'une telle transition serait caractérisée par un changement de moment angulaire égal à 3, impliquant une interdiction du second ordre. Compte tenu de l'énergie mise en jeu et de la période de ^{26}Na, cette transition aurait une intensité suffisamment faible ($< 10^{-5}$) pour être négligeable dans nos calculs.

Nous présentons dans le tableau IV l'ensemble de nos résultats sur la désintégration de ^{26}Na [39]. La valeur du rapport d'embranchement obtenue pour l'état de 2,94 MeV, 0,1 %, ne nous paraît pas significative, par suite du nombre important de cascades γ auxquelles se trouve associé ce niveau. Cependant, nous réduisons nettement la limite supérieure de l'intensité de cet embranchement proposée par ROBINSON (10 %).

Ces données nous ont permis d'établir le schéma de désintégration de ^{26}Na représenté sur la figure 17. Celui-ci rend compte de neuf transitions β^- dont une seule était connue.

TABLEAU IV

Embranchements β^- observés au cours de la désintégration de ^{26}Na vers des niveaux de ^{26}Mg

^{26}Mg E_x (keV)	J^π	Rapport d'embranchement β		log ft
		ce travail	ROBINSON (29)	
0	0^+		< 10	> 6,1
1808	2^+	87,9 ± 2,0	> 80	4,72 ± 0,07
2938	2^+	(0,1)	< 10	(7,3)
3589	0^+	< 0,1		> 7,1
3940	3^+	1,7 ± 0,2		5,76 ± 0,10
4318	4^+	0,5 ± 0,1		6,15 ± 0,10
4331	2^+	2,0 ± 0,2		5,54 ± 0,10
4349	3^+	2,7 ± 0,3		5,40 ± 0,08
4834	2^+	2,5 ± 0,2		5,23 ± 0,07
4900	4^+	0,3 ± 0,1		6,12 ± 0,15
5474	4^+	< 0,04		> 6,7
5715	$(3)^+$	0,7 ± 0,1		5,36 ± 0,10
6123	$(2)^+$	1,7 ± 0,2		4,75 ± 0,10

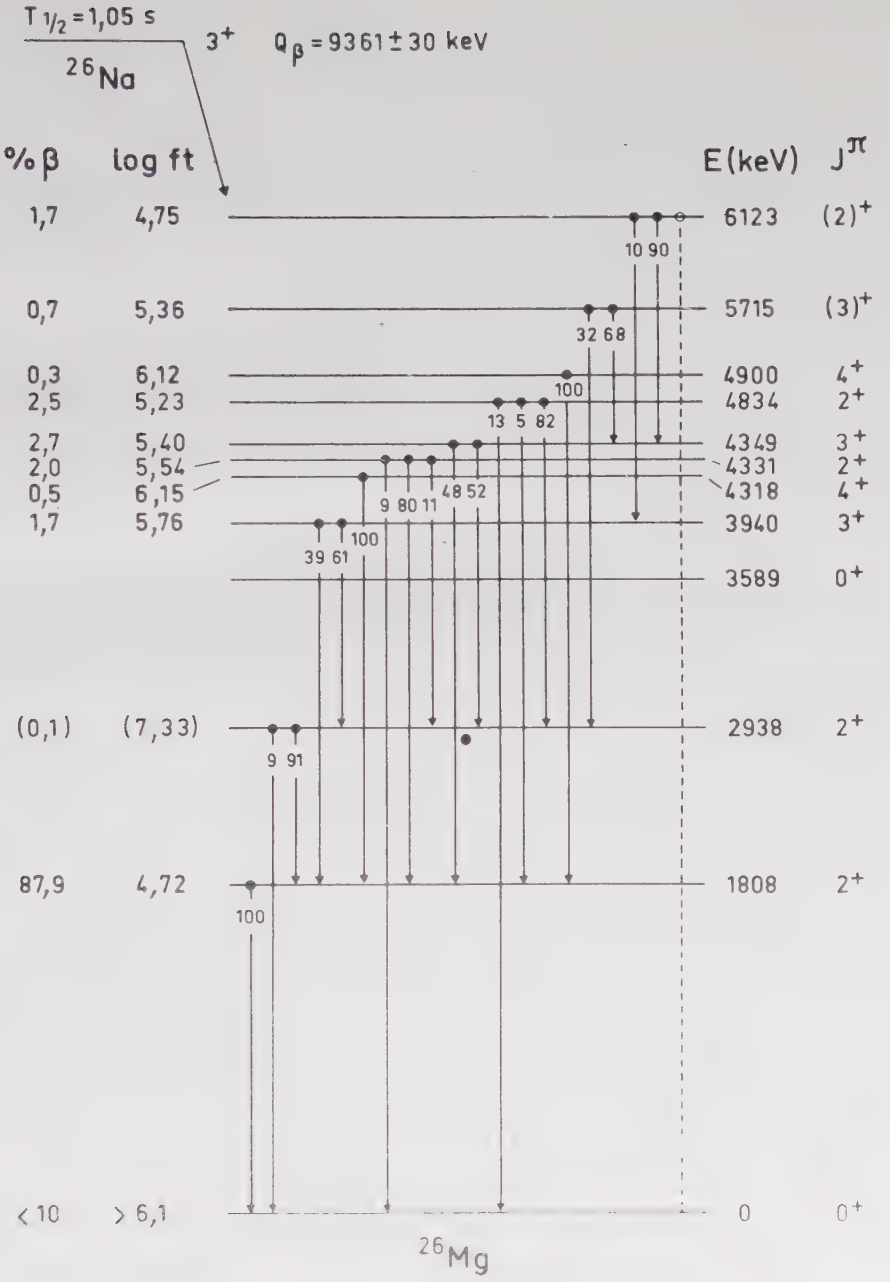


Figure 17 : Schéma de la désintégration $^{26}Na\ (\beta^-)\ ^{26}Mg$

La vie moyenne comparative faible (log ft = 4, 7) de l'embranchement β^- vers le niveau de 1, 81 MeV, $J^\pi = 2^+$, dénote son caractère permis. Les règles de sélection indiquent alors, pour l'état fondamental de ^{26}Na, une parité positive et un moment angulaire égal à 1, 2 ou 3. Il y a donc, en particulier, conservation de la parité au cours de la transition β^- vers le niveau $J^\pi = 4^+$ à 4, 90 MeV [40], qui est ainsi permise, étant donnée la valeur correspondante de log ft (log ft = 6, 1). L'application des règles de sélection aux embranchements β^- vers les états de 1, 81 et 4, 90 MeV conduit donc à la détermination du spin du niveau fondamental de ^{26}Na (J = 3).

En remarquant, de plus, que la variation de spin isobarique est $\Delta T = 1$ au cours de toutes les transitions, nous concluons qu'elles sont toutes permises, du type Gamow-Teller. La détermination expérimentale de leur élément de matrice a lieu au moyen de la relation :

$$ft = \frac{6284}{\lambda^2 |\int \sigma|^2}$$

dans laquelle les valeurs de la constante numérique et de λ ($\lambda = \frac{C_A}{C_V} = -1,23 \pm 0,01$) sont celles données par HIROOKA [41].

Nous avons groupé les résultats dans le tableau V. L'ordre de grandeur des éléments de matrice ainsi calculés indique vraisemblablement un faible recouvrement de la fonction d'onde de ^{26}Na avec celles des états de ^{26}Mg.

A l'heure actuelle, il n'existe pas de description théorique de ^{26}Na, qui permette de comparer plus en détail la structure de ce noyau

TABLEAU V

Valeurs expérimentales des éléments de matrice Gamow-Teller correspondant aux transitions β^- observées au cours de la désintégration de ^{26}Na.

Transition β^- vers E_x (^{26}Mg) (MeV)	log ft	ft	$\lvert \int \sigma \rvert^2$
0	> 6,1	> 1,3 . 10^6	
1,81	4,72	5,24 . 10^4	7,92. 10^{-2}
(2,94)	7,33	2,14 . 10^7	1,94. 10^{-4}
3,94	5,76	5,68 . 10^5	7,31. 10^{-3}
4,32	6,15	1,41 . 10^6	2,95. 10^{-3}
4,33	5,54	3,46 . 10^5	1,20. 10^{-2}
4,35	5,40	2,51 . 10^5	1,65. 10^{-2}
4,83	5,23	1,70 . 10^5	2,44. 10^{-2}
4,90	6,12	1,32 . 10^6	3,15. 10^{-3}
5,71	5,36	2,29 . 10^5	1,81. 10^{-2}
6,12	4,75	5,64 . 10^4	7,36. 10^{-2}

aux données expérimentales. Une telle étude, dans le cadre du modèle en couches par exemple, nécessiterait des calculs sur ordinateurs fort complexes, étant donné le nombre de degrés de liberté à considérer par suite de la présence de trois protons et de sept neutrons en dehors du coeur que peut constituer le noyau ^{16}O.

C) Discussion

Etats excités de ^{26}Mg

Les règles de sélection des transitions β nous permettent d'attribuer la parité positive à l'état de 4, 33 MeV et de confirmer celle-ci pour tous les autres niveaux de ^{26}Mg alimentés au cours de la désintégration de ^{26}Na.

L'étude expérimentale du triplet à 4, 32 , 4, 33 et 4, 35 MeV se révèle particulièrement difficile. La valeur $J^{\pi} = 4^{+}$, pour le premier de ces états (4, 32 MeV) a été proposée par plusieurs auteurs [33, 36-38] et par HAUSSER [35] à la suite de la mesure de sa durée de vie ($\tau = 300 \pm 90$ fs). L'intensité relative de la transition 4, 32 → 1, 81 MeV ($J^{\pi} = 2^{+}$) étant supérieure à 98 % [35], la largeur radiative partielle permet d'estimer à 5, 8 unités Weisskopf l'intensité du rayonnement quadrupolaire électrique correspondant. Récemment, BROUDE et BECK [42] ont obtenu, par l'analyse de corrélations angulaires p'- γ, dans la réaction $^{26}Mg(p, p'\gamma)$, un coefficient de mélange nul pour cette transition, dans l'hypothèse $J^{\pi} = 4^{+}$, alors que dans le cas $J^{\pi} = 3^{+}$, la valeur de δ comprise entre 0, 21 et 0, 49 impliquerait une émission de caractère M1 fortement ralentie ($6 \cdot 10^{-3}$ unité Weisskopf).

Il apparaît donc que l'attribution du spin $J^{\pi} = 4^{+}$ au niveau de 4, 32 MeV est bien fondée. L'observation d'un embranchement β^{-} vers cet état, au cours de notre expérience, constitue un argument supplémentaire en faveur de $J^{\pi} = 3^{+}$ pour le niveau fondamental de ^{26}Na.

Signalons que la parité positive de l'état de 4, 33 MeV vient d'être confirmée par LEES [43]. Au cours de l'étude de ^{26}Mg par diffusion inélastique d'électrons, cet auteur a également déterminé le moment angulaire de ce niveau (J = 2). Nous obtenons une limite supérieure de 0, 04 % (log ft > 6, 7) pour un éventuel embranchement β^{-} vers l'état $J^{\pi} = 4^{+}$ de 5, 47 MeV [44].

La valeur $J^{\pi} = 4^{+}$ a été proposée par NAQIB et BLAIR [45] pour le niveau de 5, 71 MeV à la suite d'une étude de la réaction $^{26}Mg(\alpha, \alpha')$. Ce résultat est en contradiction avec celui d'un travail précédent ($J^{\pi} = 2^{+}$ [44]). Le caractère permis de la transition β^{-} vers cet état ne permet pas d'élucider le désaccord entre les valeurs publiées des moments angulaires.

Le niveau de 3, 59 MeV ($J^{\pi} = 0^{+}$) se désexcite à 100 % vers celui de 1, 81 MeV, en émettant un rayonnement γ de 1, 78 MeV [37]. Celui-ci pourrait donc contribuer à la raie de 1, 77 MeV que nous avons attribuée à la transition 6, 12 → 4, 35 MeV. Néanmoins, le rapport d'embranchement γ connu pour l'état de 6, 12 MeV [33] montre que la contribution possible du niveau de 3, 59 MeV à la ligne de 1, 77 MeV est inférieure à 10 %. Nous en déduisons une limite inférieure de la valeur correspondante de log ft égale à 7, 1. D'éventuelles transitions β^{-} vers des états de moment angulaire nul (0 et 3, 59 MeV) seraient interdites du second ordre, par suite de la conservation de la parité et de la variation égale à 3 du moment angulaire qu'elles impliquent. L'ordre de grandeur de leur intensité les rend inobservables par nos moyens, dans la mesure où elles existent. De toutes manières,

leur incidence sur les rapports d'embranchement β^-, que nous avons déterminés, est négligeable.

A l'heure actuelle, la connaissance des propriétés quantiques des premiers niveaux d'excitation de ^{26}Mg et de leur probabilité de transition est incomplète. Ces insuffisances expliquent partiellement le manque de comparaisons détaillées des résultats expérimentaux à des prévisions de modèles nucléaires.

DURELL et al. [37] ont proposé une interprétation de quelques niveaux à l'aide du modèle collectif à couplage fort, qui s'applique de manière remarquable aux noyaux de masse A = 25 [46]. Il en ressort en particulier que le premier état excité (1, 81 MeV, $J^\pi = 2^+$) est considéré comme un élément de la bande de rotation K = 0 relative à l'état fondamental. Le second niveau, également 2^+ à 2, 94 MeV constituerait le premier élément d'une bande K = 2. Ces deux états pourraient correspondre ainsi à des configurations bien distinctes.

Cependant, la mesure des facteurs spectroscopiques pour les réactions $^{25}Mg(d,p)$ et $^{24}Mg(t,p)$ [44] a révélé que ces deux états $J^\pi = 2^+$ présentaient un important mélange de configuration intrinsèque. De plus, les probabilités de transition M1 et E2 élevées qui les relient (0, 20 ± 0, 06 et 12, 4 ± 6, 0 unités Weisskopf respectivement [37]) indiquent une forte analogie de leurs fonctions d'onde. La grande différence que nous observons expérimentalement entre les intensités des embranchements β^- qui y aboutissent (log ft = 4, 7 et log ft > 7, 3 respectivement) s'interprète mal dans le cadre de ces travaux.

Etat fondamental de ^{26}Na

La détermination du moment angulaire de l'état fondamental de ^{26}Na est intéressante, car elle permet d'apprécier, dans ce cas particulier, la validité de deux types de calcul : l'application du modèle en couches à particules indépendantes, couplées suivant le schéma j-j et l'utilisation des théories Hartree-Fock.

a) Couplage des moments angulaires dans les noyaux impairs-impairs

L'isotope ^{26}Na est impair-impair (Z = 11, N = 15). Il appartient donc à la classe des noyaux dont le moment angulaire a été étudié par SCHWARTZ [47], BRENNAN et BERNSTEIN [48] et DE-SHALIT et WALECKA [49]. L'analyse empirique de BRENNAN et BERNSTEIN a mis en évidence la possibilité de relier à des règles simples, plus précises que celles de NORDHEIM [50], la valeur du moment angulaire de l'état fondamental, suivant la configuration de celui-ci.

Définissons par p le nombre de protons occupant l'orbite j_1 et par n le nombre de neutrons de l'orbite j_2. Selon BRENNAN et BERNSTEIN, le spin J_o de la configuration $[j_1^p (J_p)\ j_2^n (J_n)]$ est donné par :

$$J_o = |J_p - J_n| \qquad \text{si} \quad j_1 = \ell_1 \pm \frac{1}{2}, \quad j_2 = \ell_2 \mp \frac{1}{2} \qquad \text{(règle 1)}$$

$$J_o = |J_p \pm J_n| \qquad \text{si} \quad j_1 = \ell_1 \pm \frac{1}{2}, \quad j_2 = \ell_2 \pm \frac{1}{2} \qquad \text{(règle 2)}$$

J_p et J_n représentent le moment angulaire résultant des protons et des neutrons considérés séparément. Ces règles permettent de rendre compte de façon très satisfaisante du spin des noyaux à configurations

trous-trous ou particules-particules, c'est-à-dire celles pour lesquelles on a l'inégalité :

$$(2j_1 + 1 - 2p)\,(2j_2 + 1 - 2n) \geq 0$$

Pour les cas où l'on observe un mélange de configurations à particules et à trous, cette relation n'est pas vérifiée. BRENNAN et BERNSTEIN constatent alors que le moment angulaire correspondant est souvent donné par l'expression :

$$J_o = J_p + J_n - 1 \qquad \text{(règle 3)}$$

Une justification théorique de ces règles est due à DE-SHALIT et WALECKA. A l'aide d'une interaction proton-neutron de la forme :

$$V_o + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 V_1$$

et en se limitant à des potentiels de type attractif et invariant par rotation, ces auteurs ont calculé le spectre de basse énergie des noyaux impairs-impairs. Ils ont notamment observé que l'effet du terme :

$$\sum \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n V_1(p,n)$$

était d'augmenter l'espacement des états de moment $J_o = |J_p - J_n|$ et $J_o = J_p + J_n$ si $j_1 = \ell_1 \pm \frac{1}{2}$ et $j_2 = \ell_2 \mp \frac{1}{2}$.

Pour $j_1 = \ell_1 \pm \frac{1}{2}$ et $j_2 = \ell_2 \pm \frac{1}{2}$, le calcul de DE-SHALIT rend compte, au contraire, d'une diminution de la séparation des niveaux et dans certains cas, de leur inversion.

Un résultat analogue avait été obtenu auparavant par SCHWARTZ [47], dans le cas particulier où V_o et V_1 sont tous deux proportionnels à $\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$.

Le succès de ces prévisions théoriques est assez remarquable, étant donné la simplicité des hypothèses. Ainsi, dans le cas de la règle 2, BRENNAN et BERNSTEIN ont noté un accord avec les données expérimentales pour 38 exemples sur 41 considérés.

D'une façon générale, la portée de cette règle est limitée, car le moment résultant peut être égal à la somme ou à la valeur absolue de la différence des moments des configurations de protons et de neutrons. Cette ambiguïté est levée, cependant, lorsque les nucléons de valence de l'un ou l'autre type se trouvent sur une orbite de moment ℓ nul. Seule la valeur $J_o = J_p + J_n$ est alors à retenir.

Admettons que le noyau ^{26}Na possède un neutron non apparié dans la couche $2s_{1/2}$ ($\ell = 0$). Le couplage de son spin avec celui des trois protons dans l'orbite $d_{5/2}$ ($J_p = 5/2$ d'après la valeur du moment angulaire du noyau pair-impair ^{25}Na voisin) conduit au résultat $J_o = 3$, en accord avec l'expérience.

b) Moment angulaire de l'état fondamental des isotopes $^{23-26}$Na

Dans le cas du noyau ^{25}Na, des calculs de type Hartree-Fock ont été effectués par DAS GUPTA [51], afin d'expliquer la valeur 5/2 du spin de son niveau fondamental. En utilisant le modèle de NILSSON, cet auteur considère que, dans ^{25}Na, le dernier proton occupe un état $|n_z = 1, \Lambda = 1, \Sigma = \frac{1}{2}, \Omega = \frac{3}{2}>$, défini à l'aide des nombres asymptotiques usuels. En conséquence, celui-ci devrait correspondre au premier membre d'une bande de rotation présentant la suite des moments angulaires : 3/2, 5/2, 7/2... Cette hypothèse semble vérifiée par ^{23}Na ($J^\pi = 3/2^+$) et pour les deux pre-

miers états de ^{24}Na ($J^{\pi} = 4^+$ et 1^+). Dans ce dernier cas, les moments observés pour la configuration $[(d_{5/2})_p^3 (d_{5/2})_n^{-1}]$ peuvent résulter du couplage du spin des protons à $J_p = \frac{3}{2}$.

Or, la valeur expérimentale du spin de l'état fondamental de ^{25}Na ($J^{\pi} = 5/2^+$) est en désaccord avec l'interprétation précédente. A partir de l'espacement très différent des orbitales 5/2 et 3/2 dans les noyaux ^{22}Ne et ^{24}Ne, DAS GUPTA a pu expliquer l'inversion de la séquence de spin naturellement attendue d'après les prévisions du modèle de NILSSON.

Dans le cas de ^{26}Na, nous supposons que la configuration de l'état fondamental est essentiellement de la forme $(d_{5/2})_p^3 (s_{1/2})_n^1$. Nous interprétons la valeur de son moment angulaire J = 3 à l'aide du couplage parallèle $[(d_{5/2})^3, J_p = 5/2, (s_{1/2})_n^1, J_n = \frac{1}{2}]$ Il apparaît donc que, pour les isotopes du sodium, le moment résultant des trois protons $d_{5/2}$ change de valeur lorsque le nombre de masse devient supérieur à 24.

II. DESINTEGRATION DE ^{30}Al

A) Etudes antérieures

La désintégration de ^{30}Al a été étudiée pour la première fois par ROBINSON et JOHNSON [52], qui formèrent cet isotope par bombardement de cibles de silicium naturel de haute pureté à l'aide de neutrons issus de la réaction ^7Li (d,n) ^8Be ($E_n \leq 24$ MeV). Ces auteurs ont observé, au moyen

de détecteurs à scintillations, un spectre β^- d'énergie maximale égale à 5, 05 ± 0, 25 MeV et deux rayonnements γ de 2, 26 ± 0, 03 et 3, 52 ± 0, 03 MeV, prouvant l'alimentation des deux premiers niveaux excités de ^{30}Si. Ils admettent, en outre, une limite supérieure (2 %) pour le rapport d'embranchement d'une éventuelle transition β^- vers l'état fondamental.

Dans le cadre de la recherche d'un état isomérique ^{30m}Al ($T_{1/2}$ = 72, 5 s) signalé par PEETERS [53], mais dont l'existence a été contestée par RANAKUMAR, KONDAIAH et FINK [54], GRENCH, JONES et NIGHTINGALE [55] ont décrit l'observation de plusieurs transitions β^- inédites vers les niveaux de 4, 81 , 4, 83 et 5, 23 MeV au cours de la décroissance de ^{30}Al (fig. 18). Ce progrès est essentiellement dû au pouvoir de résolution de la technique de spectrométrie γ utilisée : la détection par jonction Ge(Li).

Les propriétés de l'embranchement β^- vers le niveau de 5, 23 MeV, $J^\pi = 3^+$, permirent à GRENCH d'écarter pour ^{30}Al la possibilité d'un moment angulaire égal à 1. Il subsistait néanmoins les solutions J = 2 ou 3. La parité positive du niveau fondamental de ^{30}Al avait été clairement établie par les résultats de ROBINSON [52].

Au cours de leurs mesures, GRENCH et ses collaborateurs confirmèrent la non-existence de l'état métastable de ^{30}Al signalé par PEETERS. Nos propres observations, qui devaient permettre la mise en évidence de nouvelles transitions β^-, aboutissent à la même conclusion.

Différence de masse ^{30}Al - ^{30}Si

ROBINSON et JOHNSON [52] n'ont pas effectué de mesures de coïncidences β-γ, par suite des difficultés expérimentales rencontrées, pour en déduire la différence de masse ^{30}Al - ^{30}Si. Ils supposèrent que

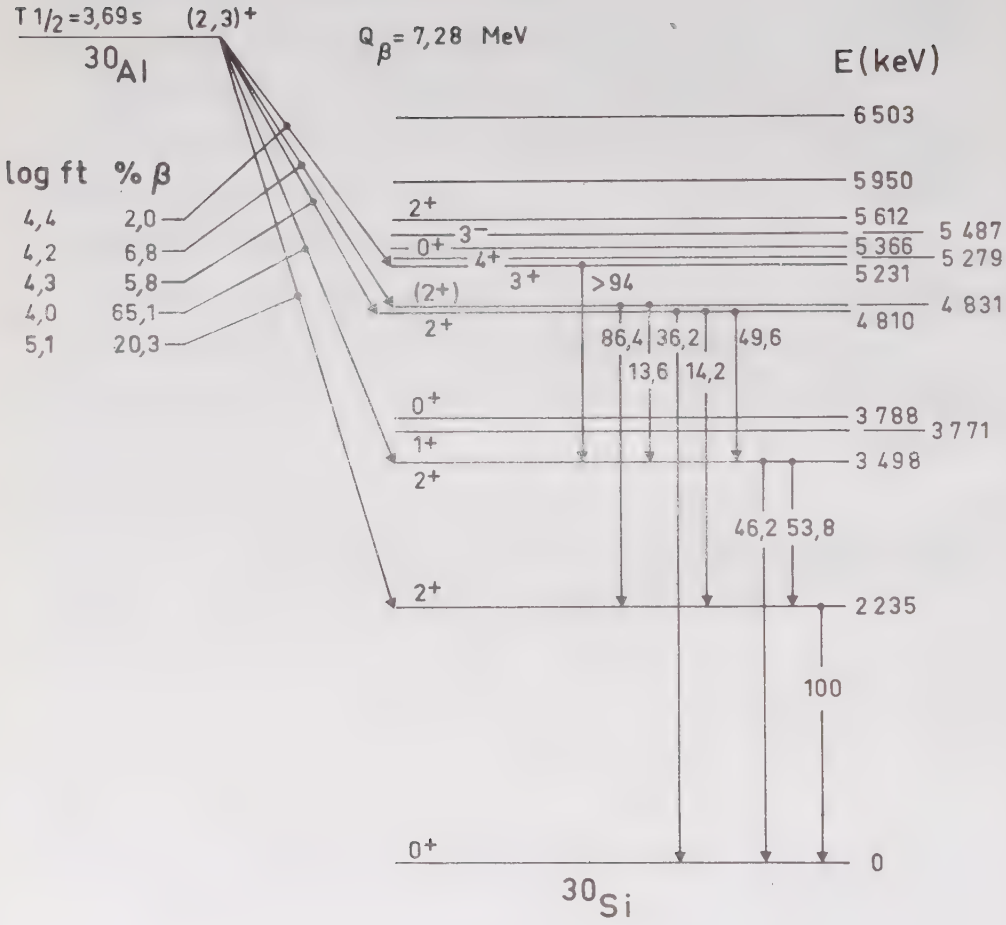


Figure 18 : Désintégration de ^{30}Al (d'après H.A. GRENCH (55))

l'énergie maximale du spectre β^- observé correspondait à la transition vers le premier niveau excité de ^{30}Si, ce qui conduit au résultat $Q_\beta = 7,29 \pm 0,25$ MeV.

Cette valeur a également été utilisée par GRENCH et al. lors de leur calcul des vies moyennes comparatives des embranchements β^- dont ils ont montré l'existence.

L'excès de masse de ^{30}Al a été déterminé récemment par AJZENBERG-SELOVE et IGO [56] à l'aide de la réaction $^{30}Si(t, ^3He)^{30}Al$, à $E_t = 20$ MeV. La valeur de Q_β que nous en déduisons, est égale à $8,54 \pm 0,04$ MeV. Ce net désaccord avec le résultat de ROBINSON s'explique ainsi : cet auteur a considéré à tort que l'énergie maximale du spectre β^- observé ($E_{max} = 5,05$ MeV) correspondait à la transition vers l'état de 2,23 MeV. En fait, cette valeur d'énergie se rapporte au peuplement du niveau de 3,50 MeV, beaucoup plus intense (68 % selon nos mesures). La qualité des spectres β obtenus par ROBINSON n'était pas suffisante pour permettre la mise en évidence de rayons β^- d'énergie supérieure à 5 MeV. Si nous ajoutons la différence $3,50 - 2,23 = 1,27$ MeV à la valeur de Q_β publiée par ROBINSON ($7,29 \pm 0,25$ MeV), nous retrouvons, avec un accord remarquable, la valeur prévue par l'étude de la réaction $^{30}Si(t, ^3He)^{30}Al$ ($8,54 \pm 0,04$ MeV) :

$$7,29 + 1,27 = 8,56 \text{ MeV}$$

B) Résultats expérimentaux

Nos mesures ont été effectuées à l'aide d'un échantillon de silicium enrichi (185 mg), ayant la composition suivante : ^{28}Si (4,28 %), ^{29}Si (0,53 %) et ^{30}Si (95,20 %). L'utilisation d'une cible naturelle pré-

sentait peu d'intérêt à cause de l'activation de ^{28}Al, par réaction $^{28}Si(n,p)^{28}Al$, avec une section efficace élevée (σ = 250 mb [27]).

Période de ^{30}Al

L'analyse en multiéchelle du rayonnement γ émis par les sources de ^{30}Al, dans le domaine d'énergie compris entre 2 et 4 MeV donne une période égale à 3,56 ± 0,02 s (fig. 19). Avant notre travail, deux résultats discordants avaient été publiés par ROBINSON [52] ($T_{1/2}$ = 3,27 ± 0,20 s) et par GRENCH [55] ($T_{1/2}$ = 3,69 s). La valeur de ROBINSON correspond à une moyenne de plusieurs mesures effectuées par spectrométrie β et γ. Nous notons avec intérêt que, dans le cas de la détection d'électrons, l'auteur signale un résultat égal à 3,52 ± 0,40 s, très voisin du nôtre.

Transitions γ dans ^{30}Si

L'utilisation d'un détecteur Ge(Li) avait permis à GRENCH la mise en évidence d'embranchements β^- inédits dans la désintégration de ^{30}Al, mais les caractéristiques de ceux-ci n'ont pas apporté de renseignements suffisants pour la détermination du moment angulaire du niveau fondamental de l'émetteur β^-. Aussi avons-nous porté une attention particulière à l'observation d'éventuels rayonnements γ qui démontreraient l'existence d'embranchements β^- vers des états 1^+ ou 4^+ de ^{30}Al, l'une de ces deux possibilités correspondant à une transition permise d'après les règles de sélection. Cependant, les résultats de GRENCH indiquaient, a priori, que leur intensité devait être très faible, et nécessitait donc des expériences de longue durée.

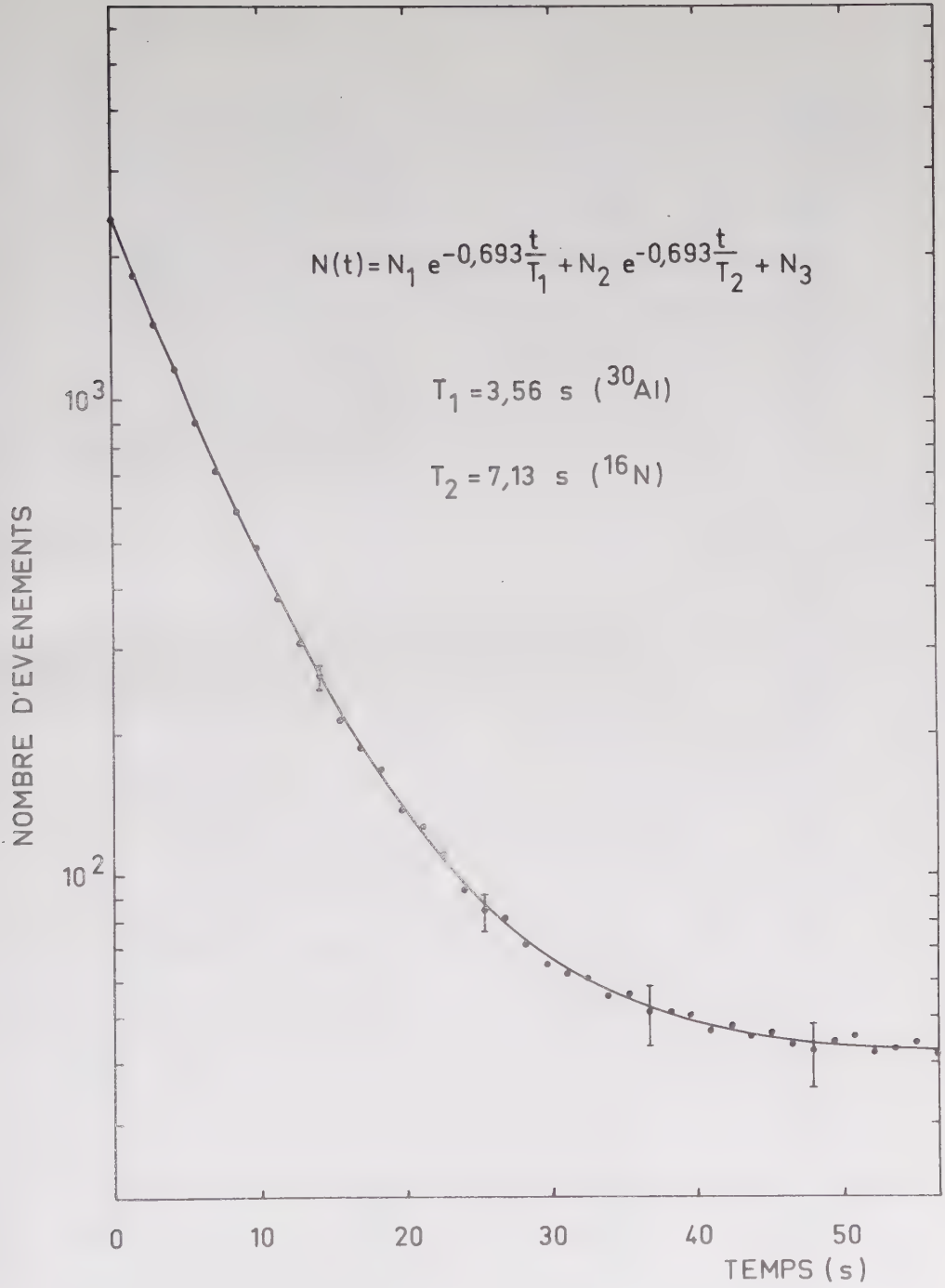


Figure 19 : Détermination de la période de ^{30}Al

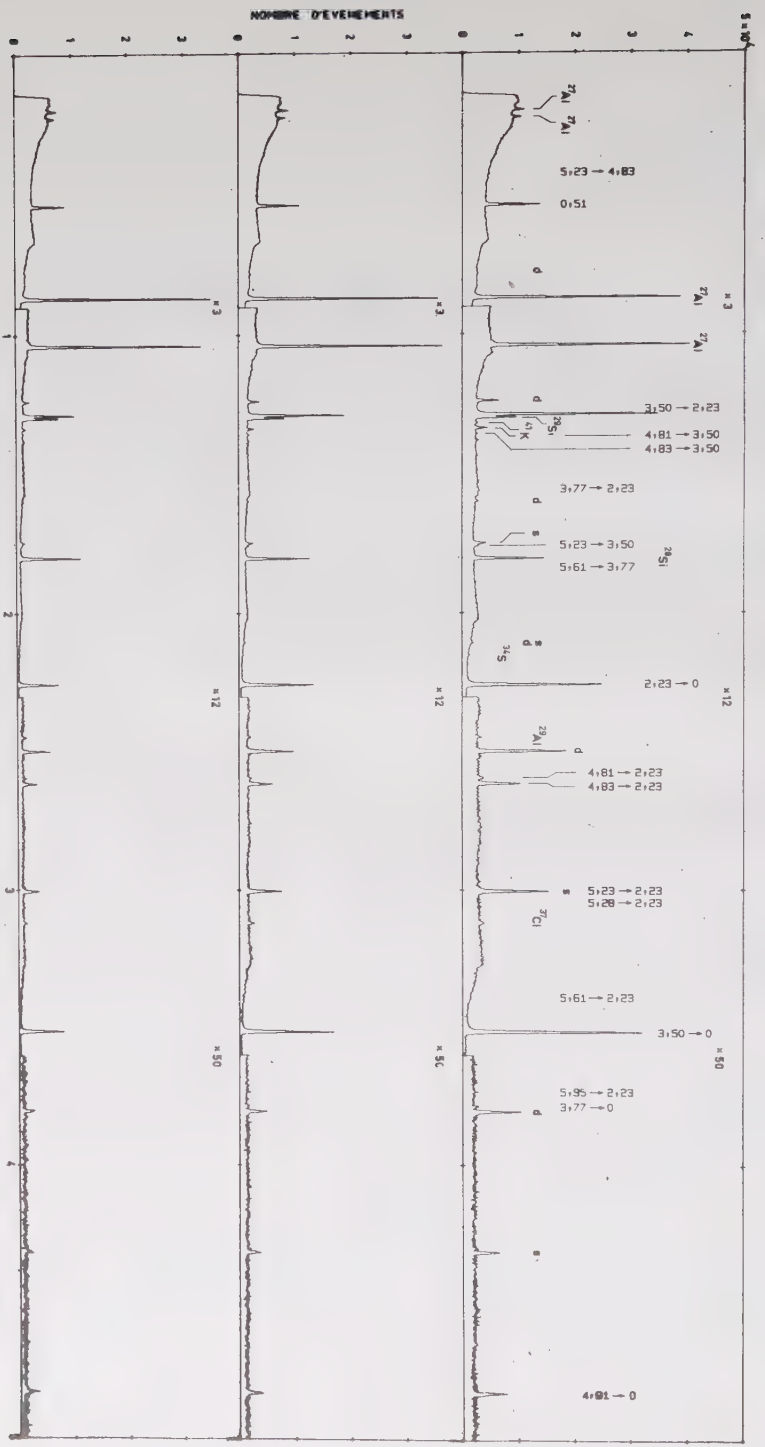


Figure 20 : Spectres du rayonnement γ observés lors de la désintégration β⁻ de ^{30}Al. Résultats de l'analyse en mode multispectre

Le rayonnement γ émis par l'échantillon de ^{30}Si a été étudié en mode multispectre dans les conditions suivantes : après une irradiation de 6 s, la spectrométrie des photons avait lieu pendant 9 s réparties en trois périodes égales de 3 s. Les spectres ainsi obtenus, au cours de 36 000 cycles de travail pendant 140 heures de mesures, sont représentés sur la figure 20. Nous constatons que les principales raies parasites sont associées à la désintégration des isotopes instables formés lors des réactions $^{28,30}Si(n,\alpha)$ et $^{28,29}Si(n,p)$.

Recherches de désexcitation γ d'états $J^\pi = 1^+$ ou 4^+

Le seul niveau de spin égal à 1^+, d'énergie inférieure à 7 MeV est celui de 3,77 MeV [57]. Il se désexcite d'une part vers le premier état excité (E_γ = 1536 keV, 62 %), d'autre part vers l'état fondamental (E_γ = 3770 keV, 38 %). Compte tenu de l'énergie de ces deux raies et de leur intensité relative, la seconde transition sera la plus facile à déceler.

Des niveaux $J^\pi = 4^+$ ont été observés à 5,28 , 5,95 et 7,22 MeV [57]. Nous n'avons pas trouvé de traces des désexcitations prévues du premier et du troisième de ces états. En revanche, on sait d'après les rapports d'embranchement γ du niveau de 5,95 MeV [57, 58] que la transition 5,95 → 2,23 MeV a lieu dans une proportion voisine de 100 % (95 % [58], 99 % [57]). L'énergie des photons correspondants est égale à 3716 keV.

Le domaine spectral à étudier plus particulièrement se situe donc aux environs de 3,7 MeV. Nous avons représenté celui-ci sur la figure 21. Nous reconnaissons sur celle-ci l'existence simultanée des raies résultant de la désexcitation de l'état 1^+ (3,77 MeV) et de l'état 4^+ (5,95 MeV). Or,

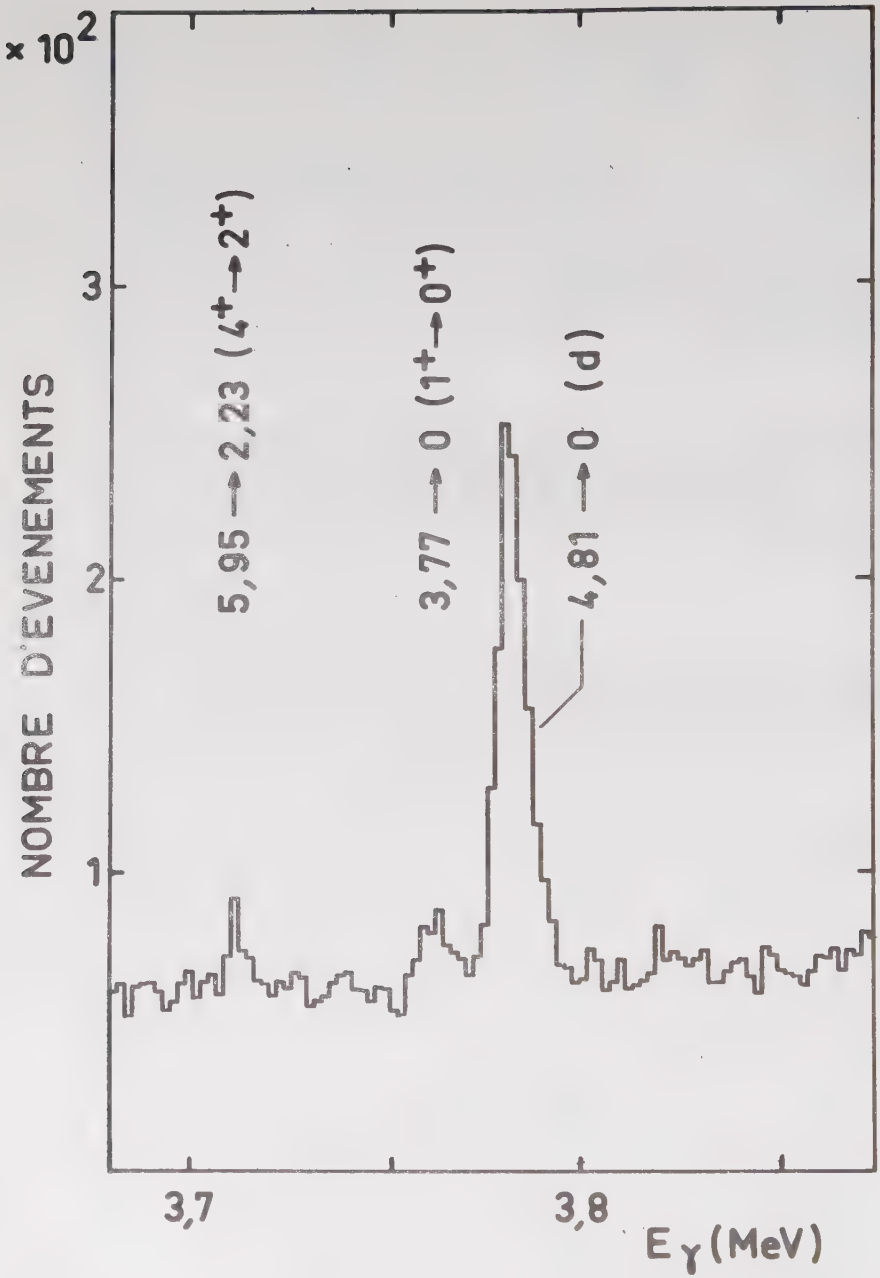


Figure 21 : Rayons γ d'énergie voisine de 3,7 MeV, observés au cours de la désintégration de ^{30}Al

les règles de sélection des transitions β^- interdisent l'alimentation β^- directe de ces deux niveaux, avec des intensités comparables. Les phénomènes liés à la désexcitation de l'un de ces deux états doivent donc provenir essentiellement d'un mécanisme de cascade γ dans le noyau ^{30}Si.

Notre analyse révèle, en effet, l'absence de toute transition γ vers l'état $J^\pi = 4^+$ de 5,95 MeV [57, 58], qui ne peut donc être peuplé que par rayonnement β^-, alors que le nombre des alimentations γ (820 ± 100) pour le niveau $J^\pi = 1^+$ de 3,77 MeV est sensiblement égal au nombre de ses désexcitations γ (700 ± 200). L'accord entre ces valeurs a été rendu possible par la découverte d'un embranchement β^- vers l'état de 5,61 MeV ($J^\pi = 2^+$), qui précisément se désexcite partiellement vers celui de 3,77 MeV [57, 58].

Nous résumons l'ensemble de nos observations sur les transitions γ dans ^{30}Si, consécutives à la désintégration de ^{30}Al, dans le tableau VI.

Transitions β^- ($^{30}Al \rightarrow {}^{30}Si$)

Le calcul des rapports d'embranchement β^- nécessite la connaissance de l'intensité du rayonnement β_o^- vers l'état fondamental de ^{30}Si. A la suite des expériences de ROBINSON [52], nous savons qu'elle est faible (< 2 %). Mais la mise en évidence, dans notre travail, d'une transition β^- vers un état 4^+ nous permet de la considérer comme nulle, étant donné le degré élevé d'interdiction que nous sommes ainsi en mesure de lui affecter.

Dans cette hypothèse, nous comparons dans le tableau VII nos résultats expérimentaux relatifs aux modes de désintégration de ^{30}Al à ceux de ROBINSON [52] et de GRENCH [55]. Par rapport à ce dernier auteur, nous montrons l'existence de deux embranchements β^- inédits, de faible

TABLEAU VI

Transitions γ dans ^{30}Si,
consécutives à la désintégration β^- de ^{30}Al

E_i (keV) ce travail	E_f (MeV)	E_γ (keV)	Rapport d'embranchement		
			SHARPEY-SCHAFER (58)	SYMES (57)	ce travail
2235, 6 ± 0, 4	0	2235, 8	100	100	100
3497, 8 ± 0, 8	0	3497, 4	45	47	43 ± 2
	2, 23	1263, 3	55	53	57 ± 2
3768, 0 ± 1, 5	0	3769	42	38	
	2, 23	1536	58	62	
4809, 1 ± 0, 4	0	4808, 7	33	32	37 ± 3
	2, 23	2574, 5	10	21	17 ± 2
	3, 50	1311, 1	57	43	44 ± 3
	3, 77	1039		3, 5	2 ± 1
4831, 4 ± 0, 6	2, 23	2595, 8	96	93	93 ± 2
	3, 50	1332	4	7	7 ± 2
5230, 8 ± 0, 8	2, 23	2995	20	21	
	3, 50	1734, 1	75	75	
	4, 83	400	5	4	
5613, 0 ± 1, 0	2, 23	3377	35	46	
	3, 77	1842	65	54	
5950, 1 ± 1, 0	2, 23	3716	95	99	
	3, 50		5	(1)	

TABLEAU VII

Embranchements β^- observés au cours de la désintégration de ^{30}Al vers des niveaux de ^{30}Si

Transition β^- vers E_x (^{30}Si) (keV)	J^π	Rapport d'embranchement			log ft	
		ROBINSON (52)	GRENCH (55)	ce travail	GRENCH (55)	ce travail
0	0^+	< 2				
2236	2^+	16	20, 3	16, 6 ± 1, 4	5, 1	5, 62 ± 0, 05
3498	2^+	83	65, 1	68, 2 ± 1, 5	4, 0	4, 56 ± 0, 03
4809	2^+		5, 8	5, 5 ± 0, 6	4, 3	5, 06 ± 0, 07
4831	3^+		6, 8	6, 3 ± 0, 6	4, 2	4, 99 ± 0, 06
5231	3^+		2, 0	3, 0 ± 0, 3	4, 4	5, 09 ± 0, 07
5280	4^+			≤ 0, 14		≥ 6, 39
5613	2^+			0, 30 ± 0, 06		5, 86 ± 0, 12
5950	4^+			0, 10 ± 0, 02		6, 10 ± 0, 13

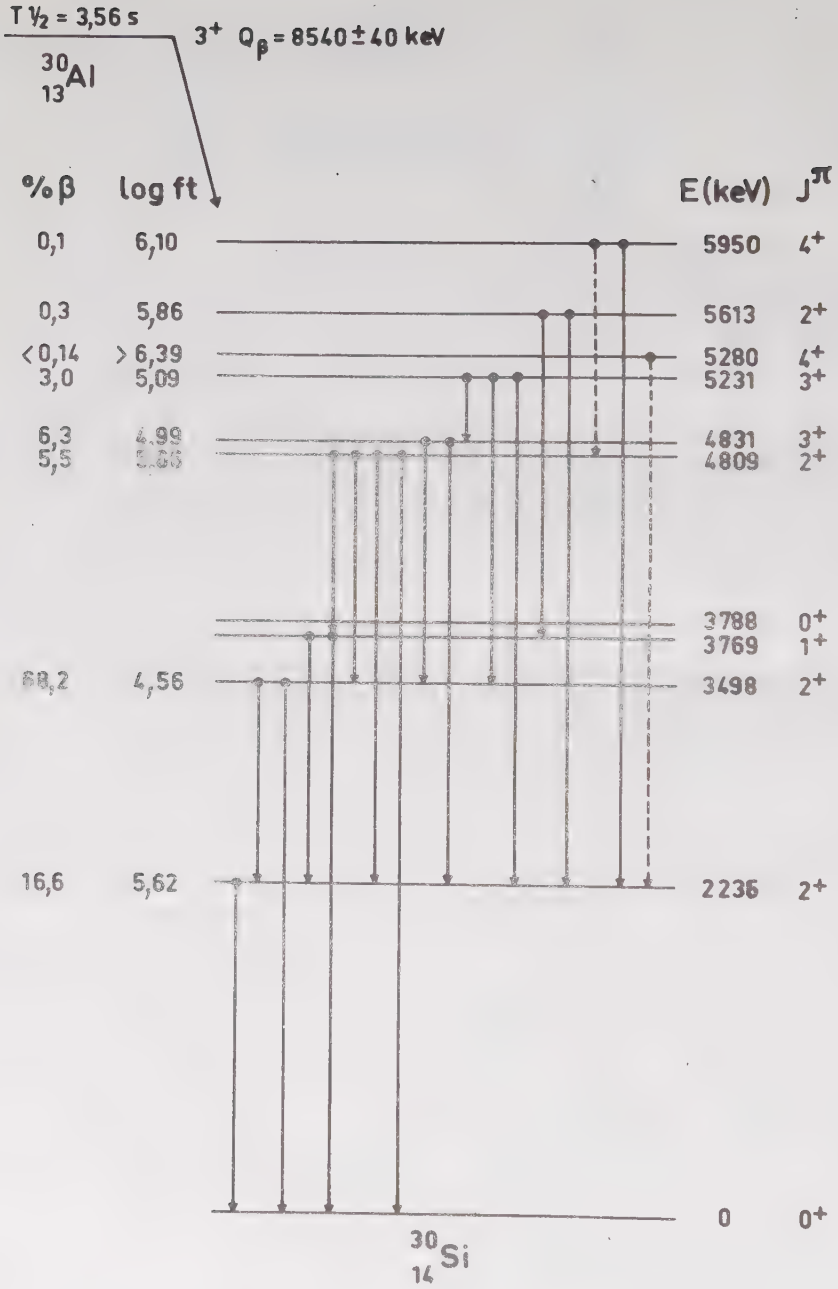


Figure 22 : Schéma de la désintégration $^{30}Al\,(\beta^-)\,^{30}Si$

intensité, vers les états de 5,61 et 5,95 MeV. En ce qui concerne les transitions précédemment connues, nous obtenons des rapports d'embranchement en accord satisfaisant avec ceux donnés par GRENCH. Les divergences au sujet des vies moyennes comparatives sont dues à l'utilisation, par cet auteur, de la valeur erronée de Q_β publiée par ROBINSON.

Nos résultats sont à l'origine du schéma de désintégration de ^{30}Al représenté sur la figure 22. La mise en évidence d'une transition β^- vers l'état 4^+ de 5,95 MeV [57] lève l'ambiguïté qui marquait jusqu'à présent la valeur du moment angulaire de l'état fondamental de ^{30}Al. En effet, la vie moyenne comparative qui correspond à cet embranchement (log ft = 6,1), la parité positive des états initial [52] et final [57], ainsi que l'existence de transitions permises vers des états 2^+ et 3^+, indiquent qu'il ne peut s'agir que d'un embranchement de type Gamow-Teller, $\Delta J = 1$.

Nous attribuons donc à l'état fondamental de ^{30}Al la valeur $J^\pi = 3^+$. Dans ces conditions, les sept transitions β^- observées présentent un caractère permis.

C) Description théorique de la désintégration β^- de ^{30}Al

Des calculs de probabilités de transition β^- et de vies moyennes ont été effectués récemment par LANFORD et WILDENTHAL [59] dans le cadre du modèle en couches, pour des noyaux appartenant à la couche 2s - 1d. L'accord entre leurs résultats et les grandeurs observées est généralement excellent pour les isotopes de masse inférieure à 22 ou supérieure à 35, pour lesquels la description théorique est fondée sur l'utilisation d'une base complète dans l'espace s-d.

Dans le cas de la masse 30, le nombre important de nucléons gravitant autour du coeur ^{16}O a imposé la limitation des configurations considérées à un ensemble de la forme :

$$(d_{5/2})^{n_1} (s_{1/2})^{n_2} (d_{3/2})^{n_3}$$

avec : $n_1 + n_2 + n_3 = A - 16$ et $n_1 \geq 10$. On néglige donc la contribution des états ayant moins de 10 nucléons dans l'orbite $d_{5/2}$.

Une interaction de type phénoménologique est utilisée : les paramètres de celle-ci sont déterminés à partir des énergies de liaison et d'excitation des noyaux de masses A comprises entre 30 et 34.

McGRORY [60] a souligné les effets importants que pouvait entraîner la restriction des dimensions de la base sur les valeurs calculées des probabilités de transition β. Cependant, le choix judicieux du hamiltonien du système peut conduire, dans certain cas, à des résultats satisfaisants, en compensant les défauts liés à l'emploi d'un espace de configurations insuffisant.

Le domaine de masses A = 30-32 étant décrit avec le moins de succès au moyen du modèle en couches, un examen des prévisions de LANFORD et WILDENTHAL, dans le cas de la désintégration de ^{30}Al, permet une vérification intéressante de la validité des fonctions d'onde utilisées par ces auteurs.

Dans le tableau VIII, nous comparons les résultats de nos mesures (énergie des niveaux, valeurs de log ft) à ceux calculés par LANFORD et WILDENTHAL pour des états $J^\pi = 2^+$, 3^+ et 4^+, T = 1, dont l'alimentation peut correspondre à une transition β^- permise. On constate un bon accord

TABLEAU VIII

Comparaison des données théoriques et expérimentales sur la position des premiers niveaux $J^{\pi} = 2^+$, 3^+ et 4^+, $T = 1$, de ^{30}Si et des valeurs de log ft des embranchements β^- correspondants.

J_f, T_f	E_x^{calc} (MeV)	E_x^{exp} (MeV)	log ft^{calc}	log ft^{exp}
$(2, 1)_1$	2, 48	2, 236	6, 10	5, 62
$(2, 1)_2$	3, 84	3, 498	4, 38	4, 56
$(2, 1)_3$	4, 64	4, 809	5, 27	5, 06
$(2, 1)_4$	5, 77	5, 613	4, 53	5, 86
$(3, 1)_1$	4, 64	4, 831	4, 46	4, 99
$(3, 1)_2$	5, 01	5, 231	7, 56	5, 09
$(3, 1)_3$	6, 18		4, 23	
$(4, 1)_1$	5, 43	5, 280	4, 86	6, 39
$(4, 1)_2$	6, 21	5, 950	4, 47	6, 10

entre les deux types de résultats pour les niveaux de faible énergie d'excitation (E < 5 MeV). Nous notons l'existence possible d'un état $J^{\pi} = 3^{+}$ vers 6, 1C MeV, non encore identifié expérimentalement. La position des états $J^{\pi} = 4^{+}$ à 5, 28 et 5, 95 MeV est assez bien reproduite par le calcul. En revanche, les vies moyennes comparatives correspondantes sont en net désaccord avec les grandeurs mesurées. La description théorique ne rend pas compte du ralentissement important (log ft > 6, 39 , log ft = 6, 10 respectivement) qui affecte ces transitions.

Le modèle en couches permet donc d'interpréter les transitions β^{-} vers les premiers états de ^{30}Si. Par contre, l'intensité des embranchements β^{-} vers des niveaux d'énergie supérieure à 5 MeV n'est pas retrouvée par le calcul.

D) Moment angulaire de l'état fondamental de ^{30}Al (Z = 13, N = 17)

Il est intéressant de comparer la valeur du moment angulaire de ^{30}Al, que nous avons déterminée, à celle prévue par les règles de BRENNAN et BERNSTEIN [48] établies pour les noyaux impairs-impairs et que nous avons énoncées plus haut.

D'après des considérations simples sur l'occupation successive des couches, on peut admettre, pour l'état fondamental de cet isotope, une configuration essentiellement de la forme :

$$[(d_{5/2})_p^{-1} (d_{3/2})_n^{+1}]$$

Le facteur $(2j_1 + 1 - 2p)(2j_2 + 1 - 2n)$ est alors inférieur à zéro et, dans ce cas, la valeur prévue du spin du niveau fondamental est égale à :

$$J_o = J_p + J_n - 1 \qquad \text{(règle 3)}$$

Ce résultat correspond bien à la valeur expérimentale trouvée, moyennant $J_p = \frac{5}{2}$ et $J_n = \frac{3}{2}$ que nous déduisons des moments observés pour les noyaux pairs-impairs voisins ^{29}Al et ^{31}Si.

Mentionnons que, parmi les isotopes de la couche 2s-1d, seul ^{36}Cl avait pu être utilisé par BRENNAN et BERNSTEIN pour vérifier l'application de cette règle. Le moment angulaire de ^{36}Cl, $J^{\pi} = 2^+$, est en effet obtenu dans l'hypothèse de la configuration $[(d_{3/2})_p^{+1} (d_{3/2})_n^{-1}]$.

D'une manière plus générale, examinons la règle de BRENNAN et BERNSTEIN à la lumière des conclusions d'un travail théorique de SCHWARTZ [47].

En considérant des configurations simples, dans lesquelles les protons et les neutrons sont caractérisés séparément par des moments J_p et J_n définis, cet auteur a calculé le spectre des niveaux les plus bas des noyaux impairs-impairs, en fonction du remplissage progressif des couches (n_1 particules en j_1, n_2 en j_2).

L'interaction proton-neutron utilisée

$$V_{ij} = - [(1-\alpha) + \alpha \vec{\sigma}_i . \vec{\sigma}_j] \delta (\vec{r}_i - \vec{r}_j)$$

contient un paramètre α qui permet de faire varier l'importance relative des différentes forces. SCHWARTZ trouve les expressions suivantes pour l'énergie d'une configuration $E(j_1 j_2 J)$:

a) Pour $\alpha = 1$, la contribution du terme en $\vec{\sigma} . \vec{\sigma}$ conduit à :

$$E(j_1 j_2 J) = - \frac{F_o}{2} (2j_1 + 1)(2j_2 + 1) < j_1 \tfrac{1}{2} j_2 - \tfrac{1}{2} \mid JO >^2 \frac{1}{2J+1}$$

$$\times \left\{ \frac{[(2j_1+1) + (-1)^{j_1 + j_2 + J} (2j_2+1)]^2}{4J(J+1)} - [1 + 2(-1)^{\ell_1 + \ell_2 + J}] \right\}$$

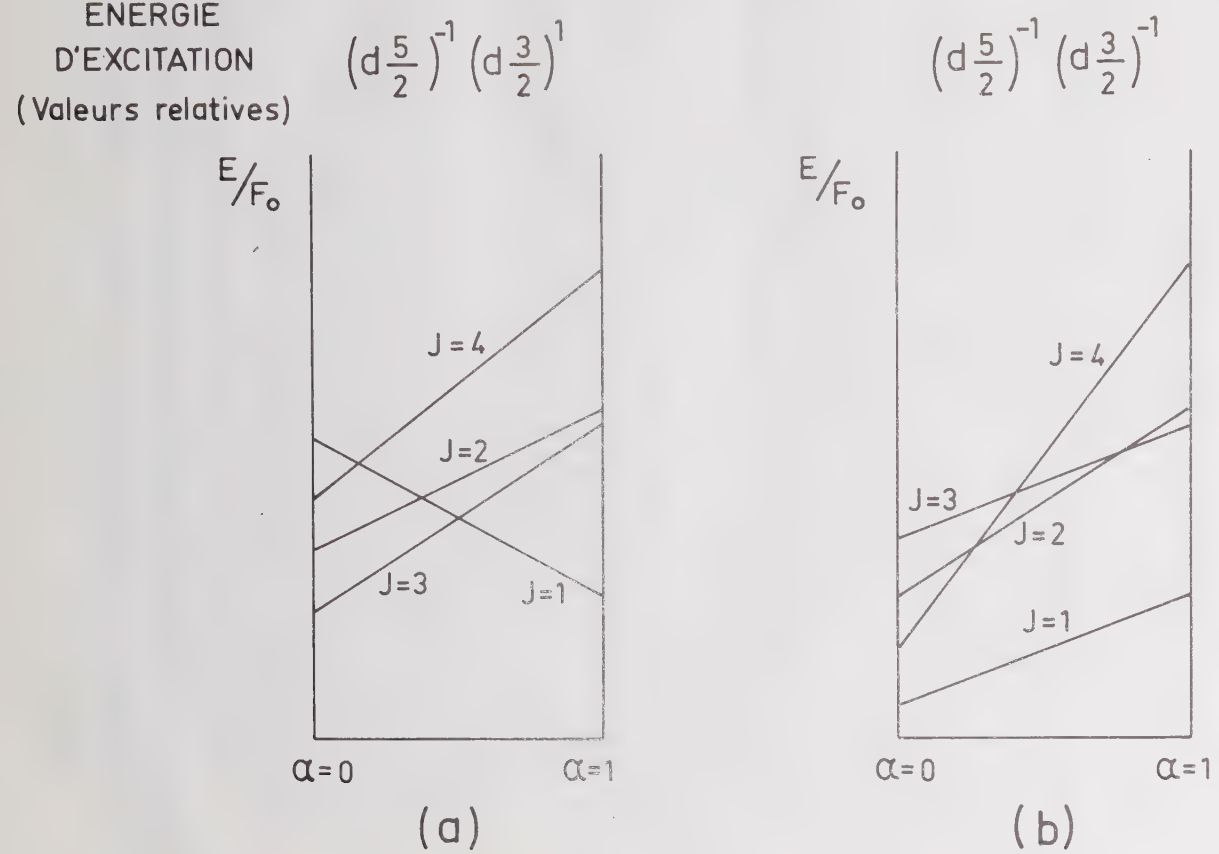


Figure 23 : Diagramme des énergies $E(j_1 j_2 J)$

b) Pour $\alpha = 0$, l'interaction est uniquement due à une force de Wigner :

$$E(j_1 j_2 J) = \frac{2j_1 + 1 - 2n_1}{2j_1 - 1} \times \frac{2j_2 + 1 - 2n_2}{2j_2 - 1} \; E_W(j_1 j_2 J)$$

$$- F_o \left[n_1 n_2 - \frac{2j_1 + 1 - 2n_1}{2j_1 - 1} \times \frac{2j_2 + 1 - 2n_2}{2j_2 - 1} \right]$$

Dans ces expressions, F_o représente la partie radiale de l'élément de matrice d'interaction et $E_W(j_1 j_2 J)$ correspond au résultat d'un calcul effectué par DE-SHALIT [47], dans l'approximation de forces à portée nulle :

$$E_W(j_1 j_2 J) = - \frac{F_o}{2} (2j_1 + 1)(2j_2 + 1) \langle j_1 \tfrac{1}{2} j_2 - \tfrac{1}{2} | J0 \rangle^2 \; \frac{1}{2J + 1}$$

$$\times \left[1 + \frac{\left[(2j_1 + 1) + (-1)^{j_1 + j_2 + J} (2j_2 + 1) \right]^2}{4J(J+1)} \right]$$

A l'aide de ces relations, nous avons pu établir un diagramme indiquant la séquence des niveaux de moment angulaire J résultant du couplage $[(d_{5/2})_p^{-1} (d_{5/2})_n^1]$, en fonction du paramètre α (fig. 23a). L'échelle des ordonnées est proportionnelle au rapport $\frac{E(j_1 j_2 J)}{F_o}$. On constate que le calcul rend compte, pour les faibles valeurs de α, du résultat obtenu expérimentalement, malgré la grande simplicité des hypothèses concernant le type d'interaction et le mode de couplage.

Nous avons également étudié la configuration $[(d_{5/2})_p^{-1} (d_{3/2})_n^{-1}]$ correspondant à l'isotope ^{32}Al. Dans ce cas, les mêmes sous-couches interviennent. Cependant, la structure n'est plus du type 1 particule - 1 trou, mais 1 trou - 1 trou.

Pour ce noyau, BRENNAN et BERNSTEIN prévoient un moment angulaire égal à 1. Le calcul de SCHWARTZ appliqué à cet exemple (fig. 23b) indique bien que l'énergie de l'état $J = 1$ est la plus faible, quelle que soit la valeur du paramètre α.

En conclusion, les travaux de BRENNAN et BERNSTEIN, ainsi que les calculs de SCHWARTZ et de DE-SHALIT, qui permettent de rendre compte du spin de l'état fondamental d'un grand nombre de noyaux impairs-impairs, s'appliquent également avec succès dans le cas de ^{26}Na et ^{30}Al.

III. DESINTEGRATION $^{37}S(\beta^-)^{37}Cl$

A l'heure actuelle, les études spectroscopiques consacrées à ^{37}Cl sont très limitées. Ce fait est essentiellement lié à la difficulté de former ce noyau à l'aide de réactions de transfert et de capture de particules légères. Les noyaux cible nécessaires à ces processus sont en effet, soit radioactifs, soit caractérisés par une faible abondance isotopique naturelle. Dans ces conditions, l'étude de la désintégration β^- de ^{37}S peut fournir des renseignements sur les propriétés des niveaux de ^{37}Cl.

A) Etat des études de la désintégration $^{37}S(\beta^-)\,^{37}Cl$

Au cours de la désintégration de ^{37}S, BLEULER et ZUENTI [61] ont relevé, dès 1946, l'existence de deux embranchements β^-, vers l'état fondamental de ^{37}Cl (4, 7 MeV, $\approx$ 10 %) et vers l'état excité de 3, 1 MeV (1, 6 MeV, $\approx$ 90 %). Ces résultats furent confirmés en 1956 par MORINAGA et BLEULER [62]. Le seul rayonnement γ observé dans ces expériences (E_γ = 3, 1 MeV) correspond à la désexcitation directe du niveau de même énergie. Une limite supérieure égale à 1 % pouvait être attribuée à l'intensité de photons d'énergie inférieure à 2 MeV provenant d'éventuels processus en cascade [62].

En 1967, WIRJOAMIDJOJO et KERN [63] reprirent l'étude de la désintégration de ^{37}S par spectrométrie β et γ (détecteurs NaI(Tl) et Ge(Li), spectromètre β à déviation magnétique). Ces auteurs obtinrent leurs sources de ^{37}S à l'aide de la réaction $^{37}Cl\,(n,p)\,^{37}S$. Le résultat de leurs mesures est donné sur la figure 24. Nous notons, d'une part, une amélioration de la précision sur les caractéristiques des deux embranchements connus, vers l'état fondamental (E = 4, 75 $\pm$ 0, 04 MeV, 5, 6 $\pm$ 0, 6 %) et vers le niveau de 3, 1 MeV (E = 1, 64 $\pm$ 0, 04 MeV, 94, 0 $\pm$ 0, 6 %). D'autre part, nous observons la mise en évidence d'une transition β^- de très faible intensité vers un état à 3708 $\pm$ 4 keV ($\approx$ 0, 4 %).

L'existence de cet embranchement n'a pas été confirmée par LIBERT [64]. Cependant, la limite supérieure sur l'intensité relative de la raie de 3, 7 MeV, que cet auteur admet ($6 \cdot 10^{-5}$), n'est pas en contradiction avec la valeur proposée par WIRJOAMIDJOJO ($\approx 4 \cdot 10^{-5}$).

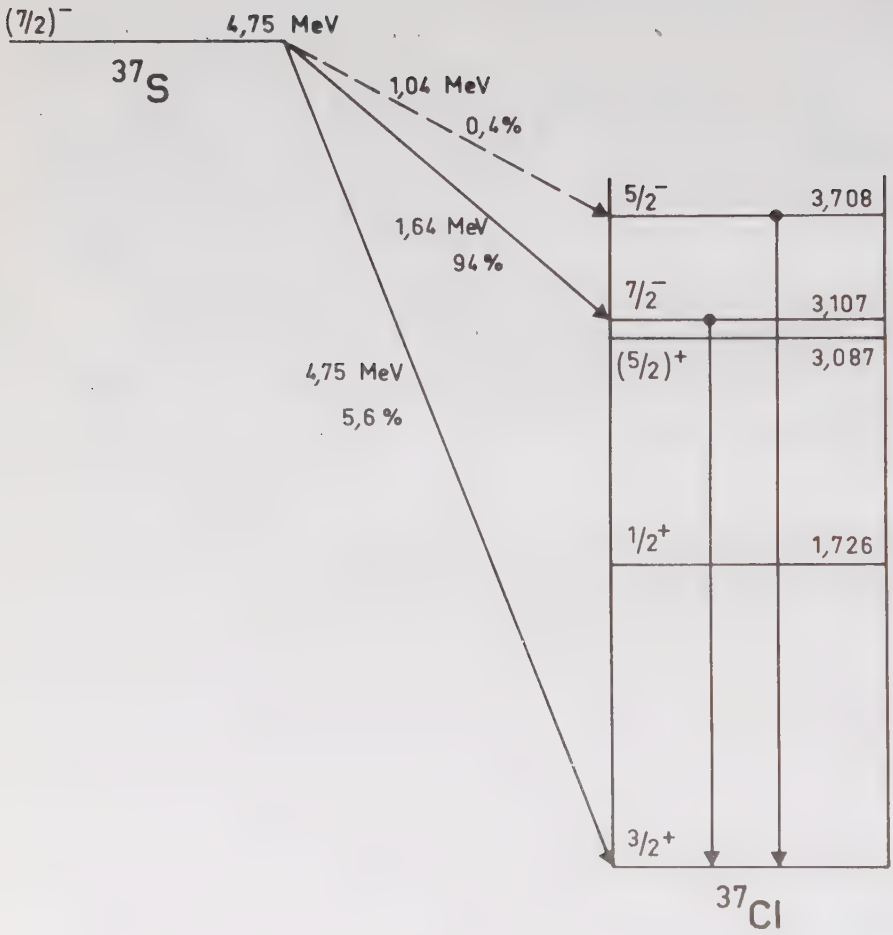


Figure 24 : Désintégration $^{37}S(\beta^-)^{37}Cl$ (d'après S. WIRJOAMIDJOJO (63))

En 1970, postérieurement à la publication de notre travail [65], KERN [66], dans une note complémentaire à son premier article, annonçait qu'une nouvelle étude de la désintégration de ^{37}S, formé cette fois par réaction $^{40}Ar(n,\alpha)^{37}S$, lui avait permis de préciser ses résultats expérimentaux antérieurs. Il cite les énergies d'excitation suivantes pour ^{37}Cl : 3102,7 ± 0,3 keV (au lieu de 3107 ± 2 keV) et 3706 ± 2 keV (au lieu de 3708 ± 4 keV). Il évalue enfin le rapport des intensités des rayonnements de désexcitation de ces deux états à 0,012 ± 0,003, c'est à dire à une valeur trois fois plus grande que celle qu'il admettait précédemment [63].

B) Résultats expérimentaux

Pour évaluer l'importance des processus en compétition et pour faciliter l'identification des transitions γ, il est intéressant de comparer le résultat de mesures effectuées à l'aide de sources de ^{37}S produites, soit par la réaction $^{37}Cl(n,p)^{37}S$, soit par la réaction $^{40}Ar(n,\alpha)^{37}S$.

Utilisation de la réaction $^{37}Cl(n,p)^{37}S$

Deux échantillons de 150 cm^3 de tétrachlorure de carbone de composition isotopique naturelle, ont été irradiés alternativement pendant des périodes de 10 minutes, le temps d'activation de l'un correspondant à la durée de la mesure en mode multispectre (2 × 5 mn) du rayonnement émis par l'autre. Le choix d'un tel cycle de travail favorise la formation de ^{37}S, dont la période est égale à 4,83 ± 0,02 mn [67], aux dépens des autres isotopes radioactifs créés simultanément lors des réactions [34] :

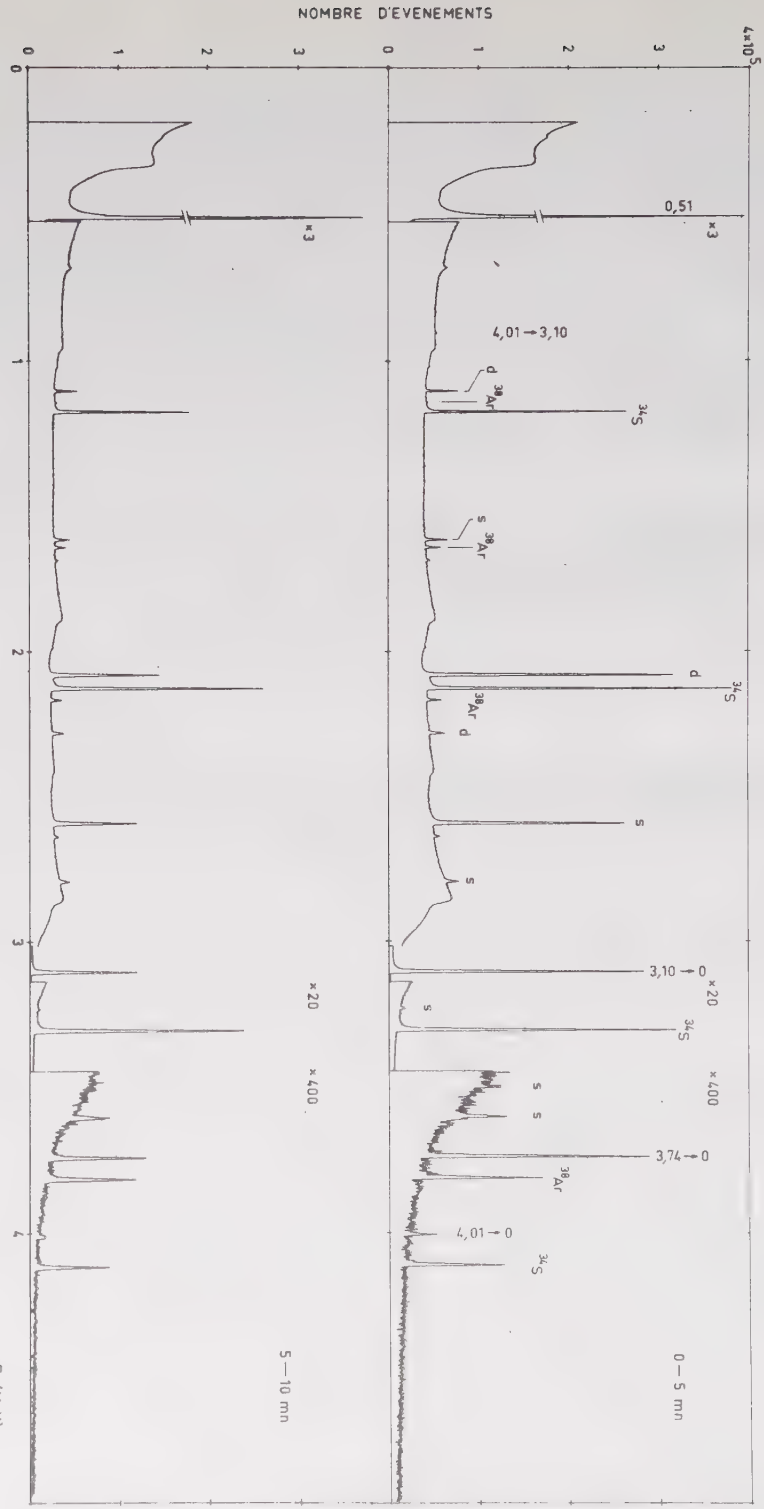


Figure 25 : Spectres du rayonnement γ observés lors de la désintégration de ^{37}S. Résultats de l'analyse en mode multispectre

$^{35}Cl\ (n,\ 2n)\ ^{34m}Cl\ (\beta^{+})^{34}S$ $(T_{1/2} = 32,2\ mn)$

$^{35}Cl\ (n,\ 2n)\ ^{34m}Cl\ (\gamma)^{34}Cl$ $(T_{1/2} = 32,2\ mn)$

$^{37}Cl\ (n,\gamma)\ ^{38}Cl\ (\beta^{-})^{38}Ar$ $(T_{1/2} = 37,2\ mn)$

La figure 25 représente les spectres γ obtenus après trente heures d'accumulation, à l'aide d'un détecteur Ge(Li) de 60 cm^3 de volume sensible. On y remarque la contribution de photons émis par ^{34}S et ^{38}Ar. Les nombreuses lignes d'étalonnage du spectre d'une source de ^{56}Co, entre 2,0 et 3,5 MeV, ont permis une localisation précise de l'état de 3,1 MeV. Deux expériences indépendantes conduisent à la valeur la plus probable de 3103,3 ± 0,3 keV.

Il n'apparaît pas de pic à 3706 ± 2 keV. Dans cette région du spectre, les fluctuations statistiques offrent la possibilité de déceler des raies d'intensité relative dix fois plus faible ($2 . 10^{-4}$) que celle indiquée par KERN [63]. Cette absence ne peut s'expliquer que par une erreur de mesure de la part de cet auteur.

En revanche, un pic attribué à la désexcitation directe d'un niveau de ^{37}Cl, peuplé lors de la décroissance de ^{37}S, est situé à 3741,8 ± 0,4 keV. Il correspond à 0,30 ± 0,03 % des transitions détectées à 3103 keV.

A la suite des études de HYDER [68] sur la réaction $^{36}S(p,\gamma)^{37}Cl$, nous connaissons effectivement l'existence d'un état de ^{37}Cl à 3,74 MeV, qui forme un doublet avec celui de 3,71 MeV.

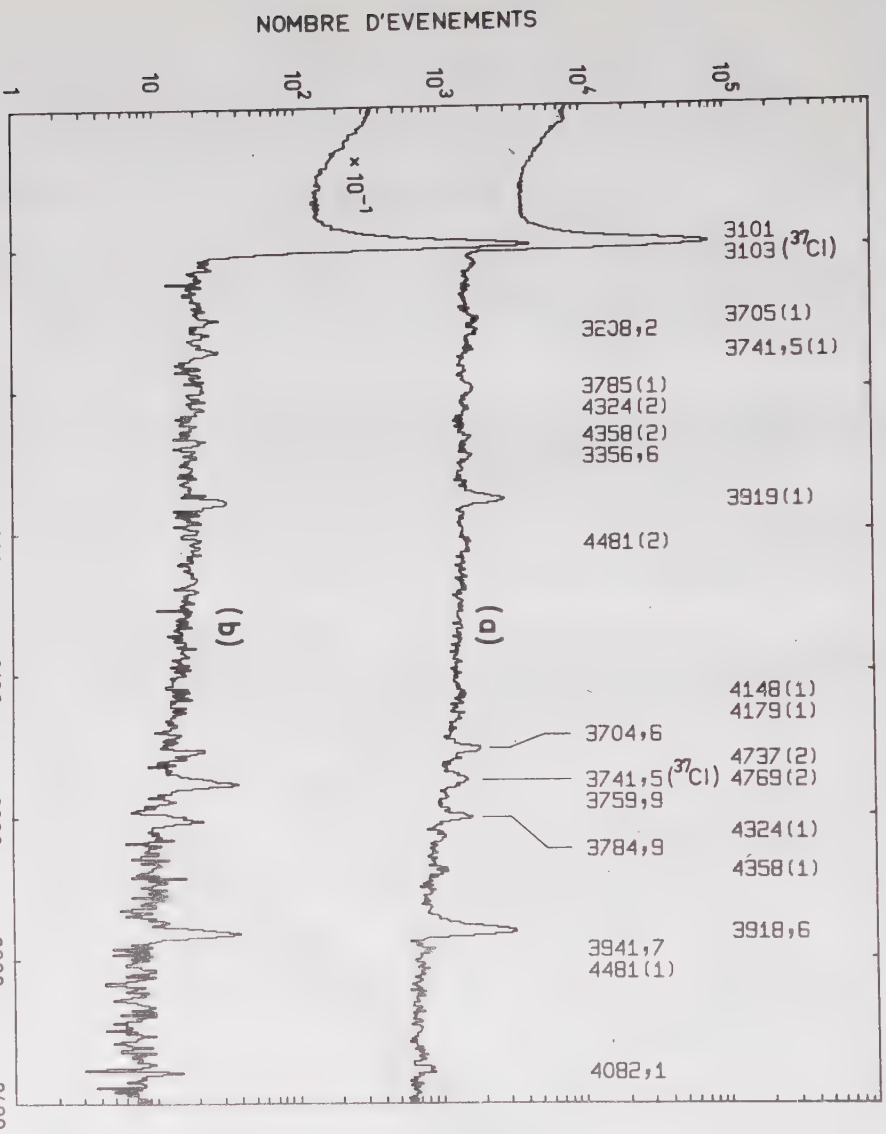


Figure 26 : Rayonnement γ d'énergie voisine de 3,7 MeV, détecté après le bombardement d'une cible d'argon par des neutrons de 14 MeV. Les enregistrements ont été effectués, chacun durant 5 minutes, immédiatement après irradiation (spectre (a)) et avec un retard de 5 minutes (spectre (b)).

Nos mesures permettent d'abaisser à $2 . 10^{-3}$ la limite supérieure de l'intensité des raies de 1377 keV (3103 → 1726) et de 1726 keV (1726 → 0), prouvant ainsi l'absence de cascade γ lors de la désexcitation du niveau de 3103 keV. D'autre part, notre spectre révèle que la transition 3742 keV → 0 représente au moins 60 % des modes de désexcitation possibles de cet état. Dans la suite, nous admettrons avec HYDER [68], que le rapport d'embranchement γ relatif à cette transition est égal à 100.

A 908 et 4011 keV enfin, nous mettons en évidence deux raies de très faible intensité, dont le taux de décroissance est caractéristique de la période de ^{37}S. Ces pics correspondent aux deux modes de désexcitation connus de l'état de 4, 01 MeV de ^{37}Cl (4, 01 MeV → 0 et 4, 01 → 3, 10 MeV) [69]. L'intensité relative des désexcitations du niveau de 4, 01 MeV représente 0, 10 % de celles de l'état de 3, 10 MeV.

Utilisation de la réaction $^{40}Ar(n,\alpha)^{37}S$

Les résultats obtenus avec des sources de ^{37}S, produites par la réaction $^{37}Cl(n,p)^{37}S$, sont confirmés par les observations que nous avons faites lors d'un travail sur la désintégration β^- de ^{40}Cl [70, 71]. Au cours du bombardement d'argon liquide par des neutrons, nous avons constaté en effet la formation de ^{37}S par l'intermédiaire de la réaction $^{40}Ar(n,\alpha)^{37}S$. Nous avons examiné le taux de décroissance des raies consécutives à la radioactivité de cet isotope. Dans la région de 3, 7 MeV (fig. 26) de notre analyse en mode multispectre, apparaissent plusieurs raies. L'une d'elles, à 3704, 6 ± 0, 8 keV, correspond probablement à celle identifiée par KERN.

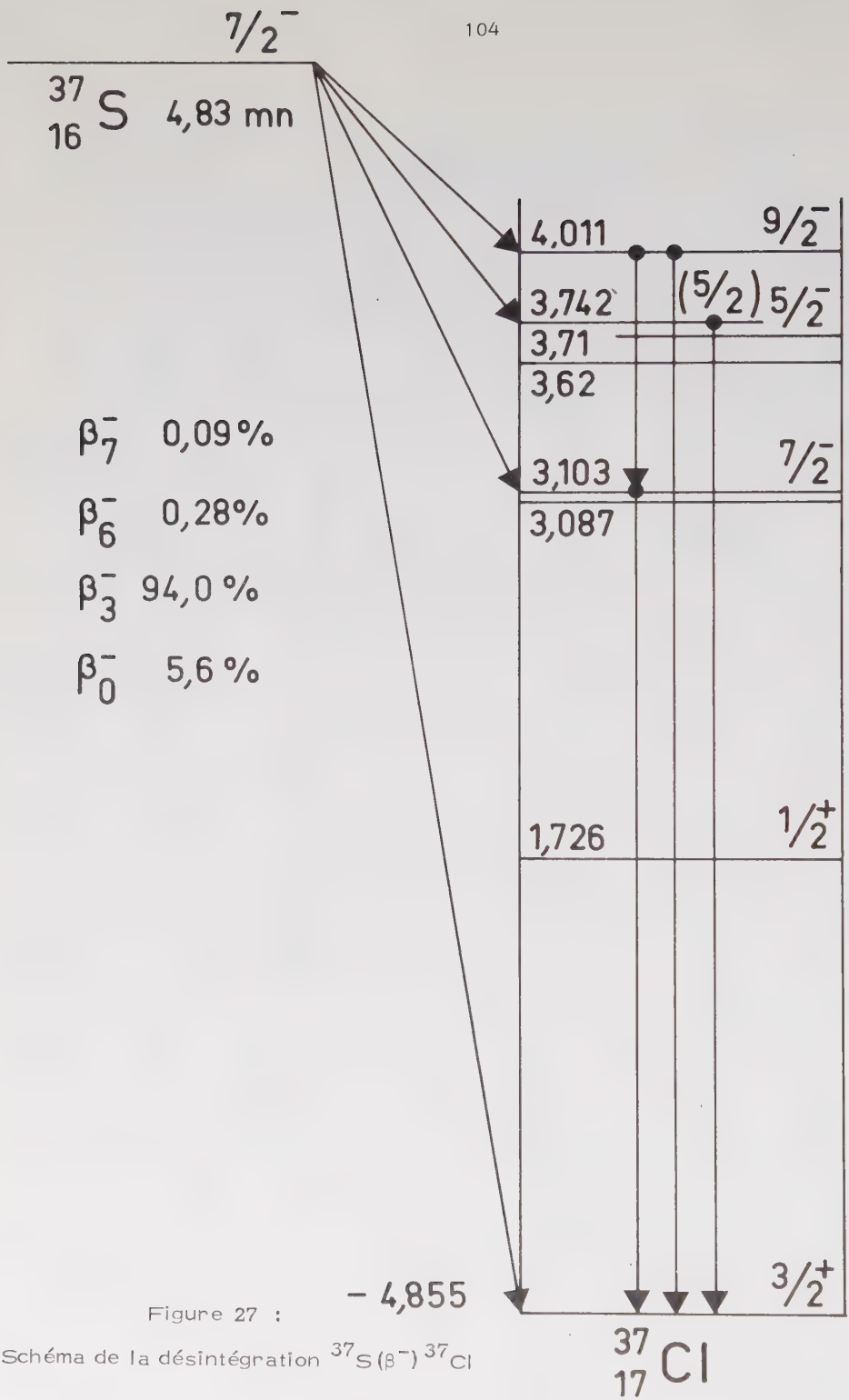


Figure 27 :

Schéma de la désintégration $^{37}S(\beta^-)^{37}Cl$

Cependant, son taux de décroissance montre clairement qu'il s'agit d'un rayonnement émis par ^{40}Ar.

En revanche, à 3741,5 ± 0,8 keV, nous relevons l'existence d'un pic dont la variation de l'aire d'un spectre à l'autre, est caractéristique de la période de ^{37}S. Pour évaluer l'intensité de cette raie, nous avons cependant dû tenir compte d'une faible contribution provenant d'une transition dans ^{40}Ar, consécutive à un effet de paires ($4769 - 2m_oc^2 = 3747$ keV).

Ces spectres indiquent d'autre part que l'aire de la raie intense de 3103 keV est également due, en partie, à la détection de photons émis par ^{40}Ar.

Pour ces raisons, l'étude de la désintégration de ^{37}S au moyen de sources produites à l'aide de la réaction $^{40}Ar\,(n,\alpha)\,^{37}S$ conduit à des résultats moins précis que ceux que nous avons obtenus en partant de la réaction $^{37}Cl\,(n,p)\,^{37}S$. Néanmoins, l'intensité de la raie de 3,74 MeV que nous en déduisons (0,5 ± 0,3 %) n'est pas en contradiction avec la mesure plus fine (0,30 ± 0,03 %) effectuée avec des cibles de chlore.

Ces résultats sont en net désaccord avec la valeur corrigée de KERN [66], publiée dans la seconde note de cet auteur (1,2 ± 0,3 %).

Schéma de la désintégration $^{37}S(\beta^-)\,^{37}Cl$

L'observation des transitions électromagnétiques dans ^{37}Cl, consécutives à la désintégration de ^{37}S, nous permet d'établir le schéma du processus représenté sur la figure 27. Nous avons admis, d'après les mesures de WIRJOAMIDJOJO et KERN [63], la proportion 5,6 ± 0,6 % pour le rapport d'embranchement de la transition β_o^- vers l'état fondamental.

Le calcul de l'énergie des embranchements β^- et des valeurs correspondantes de log ft a été fait au moyen de la détermination de la masse de ^{37}S à l'aide de la réaction ^{37}Cl (t, ^3He) ^{37}S par AJZENBERG-SELOVE et IGO [56].

Nos résultats sont donnés dans le tableau IX. Les caractéristiques des transitions β^- permises vers les états de 3,1 MeV ($J^\pi = 7/2^-$) et de 4,01 MeV ($J^\pi = 9/2^-$) établissent la parité négative du niveau fondamental de ^{37}S, le moment angulaire de celui-ci pouvant être égal à 7/2 ou 9/2. Mais l'embranchement interdit (log ft = 7,5, $\Delta\pi$: oui) vers l'état fondamental de ^{37}Cl ($J^\pi = 3/2^+$) exclut la valeur 9/2.

Notre conclusion peut s'interpréter aisément dans le cadre du modèle en couches où le neutron non apparié de ^{37}S occupe normalement l'orbite f7/2, ce qui rend compte d'autre part de la parité négative de ce noyau. Nos observations sont également en accord avec celles de HYDER [68], dont les travaux sur la réaction $^{36}S(p,\gamma)\,^{37}Cl$ ont conduit à l'identification du niveau $J^\pi = 7/2^-$, T = 5/2, isobarique analogue de ^{37}S, à 10,22 MeV dans ^{37}Cl.

NICHOLS et KERN [72] ont déterminé le moment angulaire J = 5/2 et la parité positive de l'état de 3,71 MeV de ^{37}Cl au cours de l'étude de la réaction $^{37}Cl(n,n'\gamma)\,^{37}Cl$. Nos résultats montrent que ce niveau n'intervient pas dans les processus liés à la désintégration de ^{37}S. Nous sommes en désaccord sur ce point avec le groupe de LEXINGTON [66].

La détermination du spin de l'état de 3,74 MeV n'a pu être faite jusqu'à présent à l'aide des réactions $^{36}S(p,\gamma)\,^{37}Cl$ [68] et $^{34}S(\alpha,p)\,^{37}Cl$ [73]. Cependant, HYDER [68] signale que les valeurs de son moment angulaire les plus probables sont 3/2 et 5/2. Compte tenu de la vie moyenne

TABLEAU IX

Transitions β^- observées

lors de la désintégration $^{37}S(\beta^-)^{37}Cl$

Transition	Intensité (%)	E_β (MeV)	log ft	
			WIRJOAMIDJOJO (63)	ce travail
$^{37}S(0) \rightarrow {}^{37}Cl(0)$	5,6 ± 0,6 (63)	4,855	log f_1t = 8,01	7,54 ± 0,07
$^{37}S(0) \rightarrow {}^{37}Cl(3,10)$	94,0 ± 0,6	1,752	4,38	4,37 ± 0,03
$^{37}S(0) \rightarrow {}^{37}Cl(3,74)$	0,28 ± 0,03	1,113	5,65	6,08 ± 0,07
$^{37}S(0) \rightarrow {}^{37}Cl(4,01)$	0,09 ± 0,01	0,844		6,11 ± 0,07

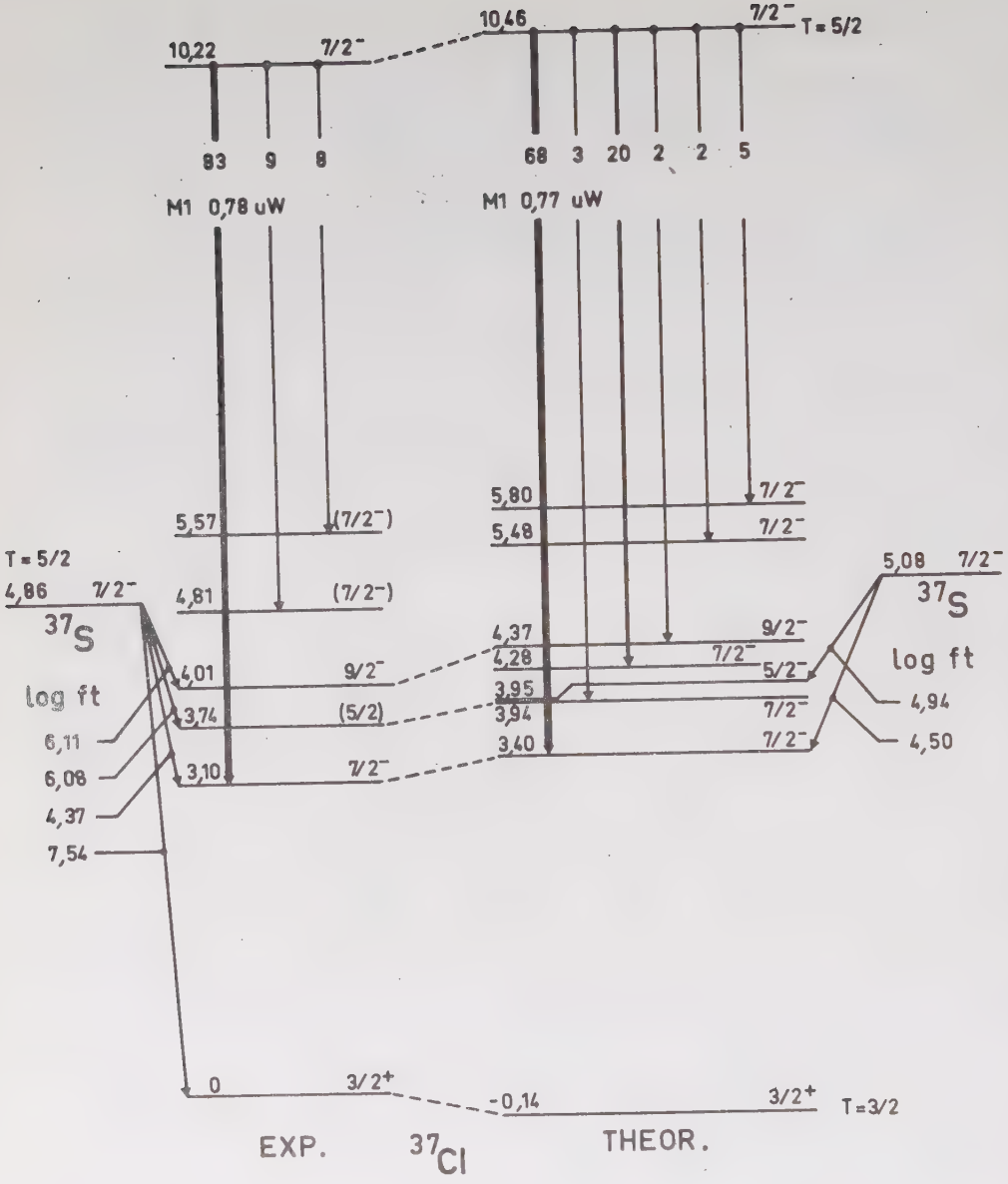


Figure 28 : Désintégration de ^{37}S. Comparaison des résultats expérimentaux aux prévisions théoriques (76)

comparative de l'embranchement β^- qui alimente l'état de 3, 74 MeV, nous retenons la solution $J = \frac{5}{2}$ comme la plus probable.

C) Interprétation des résultats

L'embranchement β^- $^{37}S(0) \rightarrow {}^{37}Cl$ (3, 10 MeV) peut être comparé directement à la transition dipolaire magnétique, dans ^{37}Cl, entre l'état à 10, 22 MeV ($T = \frac{5}{2}$, $J^\pi = 7/2^-$) et celui à 3, 10 MeV ($T = 3/2$, $J^\pi = 7/2^-$). Les états initiaux sont en effet analogues [68] et possèdent donc la même structure. L'étude expérimentale des transitions électromagnétiques a été faite par HYDER et al. [68] et par HARRIS et PERRIZO [74]. MARIPUU et HOKKEN [75, 76] ont, d'autre part, publié une description détaillée des niveaux de parité négative des noyaux de masse A = 37, en considérant ceux-ci comme formés d'un coeur inerte (^{32}S) et de nucléons de valence occupant les orbites $d_{3/2}$, $f_{7/2}$ et $p_{3/2}$. L'interaction à deux corps choisie est supposée effective à la surface du noyau ("Modified surface delta interaction").

Plusieurs états $J^\pi = 7/2^-$ sont engendrés par le couplage d'un nucléon de l'orbite $f_{7/2}$ avec un groupe de 4 particules en $d_{3/2}$ et le coeur. Nous avons représenté sur la figure 28 les niveaux de ^{37}Cl observés expérimentalement et ceux prévus par la théorie.

MARIPUU a effectué ses calculs en supposant, pour l'état fondamental de ^{37}S et pour son analogue T = 5/2 dans ^{37}Cl, une configuration simple de la forme $[(d_{3/2})^4 f_{7/2}]_{J=7/2,\ T=5/2}$ et en limitant la fonction d'onde du niveau fondamental de ^{37}Cl au terme dû à la structure $(d_{3/2})^5$.

A l'aide de ces descriptions, HARRIS [74] a calculé la valeur de log $f_1 t$ correspondant à la transition $^{37}S \rightarrow {}^{37}Cl(0)$ pour laquelle il trouve 7,95 , ce qui est très proche de la valeur citée par WIRJOAMIDJOJO (8,05 [63]).

L'état $J^{\pi} = 7/2^-$ à 3,10 MeV est décrit par MARIPUU à l'aide de 6 composantes se rapportant à toutes les compositions possibles des moments de 4 nucléons $d_{3/2}$ avec une particule $f_{7/2}$ ou $p_{3/2}$:

$$[(d_{3/2})^4_{0,2} f_{7/2}] \; , \; [(d_{3/2})^4_{1,1} f_{7/2}] \; , \; [(d_{3/2})^4_{2,1} f_{7/2}]$$

$$[(d_{3/2})^4_{3,1} f_{7/2}] \; , \; [(d_{3/2})^4_{2,1} p_{3/2}] \; , \; [(d_{3/2})^4_{3,1} p_{3/2}]$$

De cette manière, MARIPUU a pu calculer la valeur de log ft de l'embranchement $\beta^- \; ^{37}S \rightarrow {}^{37}Cl$ (3,10 MeV) et l'intensité M1 de la transition ^{37}Cl (10,22 MeV) $\rightarrow {}^{37}Cl$ (3,10 MeV), que nous reproduisons dans le tableau X. Nous les comparons aux données expérimentales obtenues par HARRIS, pour la transition γ, et par nous-mêmes en ce qui concerne la radioactivité β^-. On constate un accord excellent dans les deux cas.

Ajoutons cependant deux remarques :

- si l'état de 3,10 MeV est décrit par une configuration sans mélange $[(d_{3/2})^4_{0,2} f_{7/2}]$, le calcul de la transition β^- conduit à une valeur de log ft égale à 3,63 [74]. L'écart entre celle-ci et la grandeur observée peut indiquer la fragmentation de l'état antianalogue en plusieurs composantes.

- HARRIS [74] a considéré le cas d'une fonction d'onde du niveau de 3,10 MeV réduite à 4 composantes, dans laquelle il néglige les effets du couplage avec l'orbite $p_{3/2}$. Il obtient ainsi une valeur théorique

TABLEAU X

Comparaison de propriétés calculées et observées
dans le système de masse A = 37

	Transition	Valeur calculée (76)	Valeur expérimentale
$\|M\|^2$ (M1) (u. W)	^{37}Cl (10, 22 → 3, 10 MeV)	0, 77	0, 78 ± 0, 13 (74)
log ft	^{37}S (0) → ^{37}Cl (3, 10 MeV)	4, 49	4, 37 ± 0, 03 (ce travail)

de log ft égale à 4,43, très voisine de celle donnée par MARIPUU.

L'accord entre la prévision théorique et le résultat expérimental est en revanche beaucoup moins satisfaisant dans le cas de la transition β^- de faible intensité vers l'état de 3,74 MeV. Pour la fonction d'onde de celui-ci, MARIPUU a choisi une expression à 6 composantes du même type que celle utilisée pour le niveau de 3,10 MeV. Avec l'hypothèse, non confirmée par l'expérience, que cet état possède un moment angulaire 5/2 et une parité négative, cet auteur aboutit à une valeur de log ft égale à 4,94, assez différente du résultat de nos mesures (6,08 ± 0,07). Mentionnons enfin que l'éventualité d'une transition β^- vers un niveau $J^\pi = 9/2^-$ n'a pas été envisagée par MARIPUU.

En conclusion, l'étude de la transition β^- vers l'état de 3,10 MeV a permis de compléter la description des états analogues de masse A = 37. La valeur relativement élevée de log ft correspondant à l'alimentation de ce niveau antianalogue révèle vraisemblablement sa fragmentation. Cette déduction est d'ailleurs confirmée par le calcul, même fondé sur un nombre restreint de configurations du modèle en couches.

IV. DESINTEGRATION $^{40}Cl(\beta^-)^{40}Ar$

Les deux noyaux en filiation sont membres du multiplet isobarique A = 40, dont les différents éléments se situent de part et d'autre de ^{40}Ca, pour lequel on doit avoir, en principe, l'occupation complète des orbites 2s et 1d. Or, la fermeture de la couche Z = N = 20 ne peut pas être adoptée comme une hypothèse satisfaisante. McGRORY et WILDENTHAL [77] ont montré, par exemple, que l'interprétation du second état $J^\pi = 0^+$ des iso-

topes pairs-pairs du calcium, de masses 42, 44 et 46, exigeait un espace de configuration plus étendu que celui de la couche f-p.

L'état fondamental de ^{40}Ar doit être, d'après la modèle en couches, de la forme :

$$[(d_{3/2})^{-2}_{0,1}\ (f_{7/2})^{2}_{0,1}]_{J=0,\ T=2}$$

Parmi les niveaux excités de cet isotope, on observera donc des états n particules - n trous ($n \geq 3$), par rapport à ^{40}Ca. De ce fait, il est intéressant de déterminer et d'interpréter les propriétés de ^{40}Ar.

Les données spectroscopiques actuelles sur ^{40}Ar résultent essentiellement d'expériences de diffusion inélastique de particules chargées [71]. Comme dans le cas de ^{37}Cl, il s'agit d'un noyau difficile à atteindre à l'aide des réactions nucléaires couramment utilisées.

Dans ces conditions, l'analyse de la désintégration β^- de ^{40}Cl présente un vif intérêt. En effet, la grande différence de masse entre ^{40}Ar et ^{40}Cl (7,5 MeV), jointe au caractère interdit des embranchements β^- les plus énergiques, se traduit par l'alimentation de niveaux élevés, donc par une désexcitation de ^{40}Ar riche en rayonnements électromagnétiques. La spectrométrie de ceux-ci peut fournir des informations nouvelles sur les structures de ^{40}Ar, mais également sur les modes de désintégration de ^{40}Cl.

A) Etudes antérieures du processus $^{40}Cl\ (\beta^-)\ ^{40}Ar$

Dès 1956, MORINAGA [78], puis ROBINSON [79] avaient identifié l'isotope ^{40}Cl et tenté d'en étudier la désintégration. Leur travail laissait déjà envisager la complexité du processus. Les mesures de GRAY, ZANDER

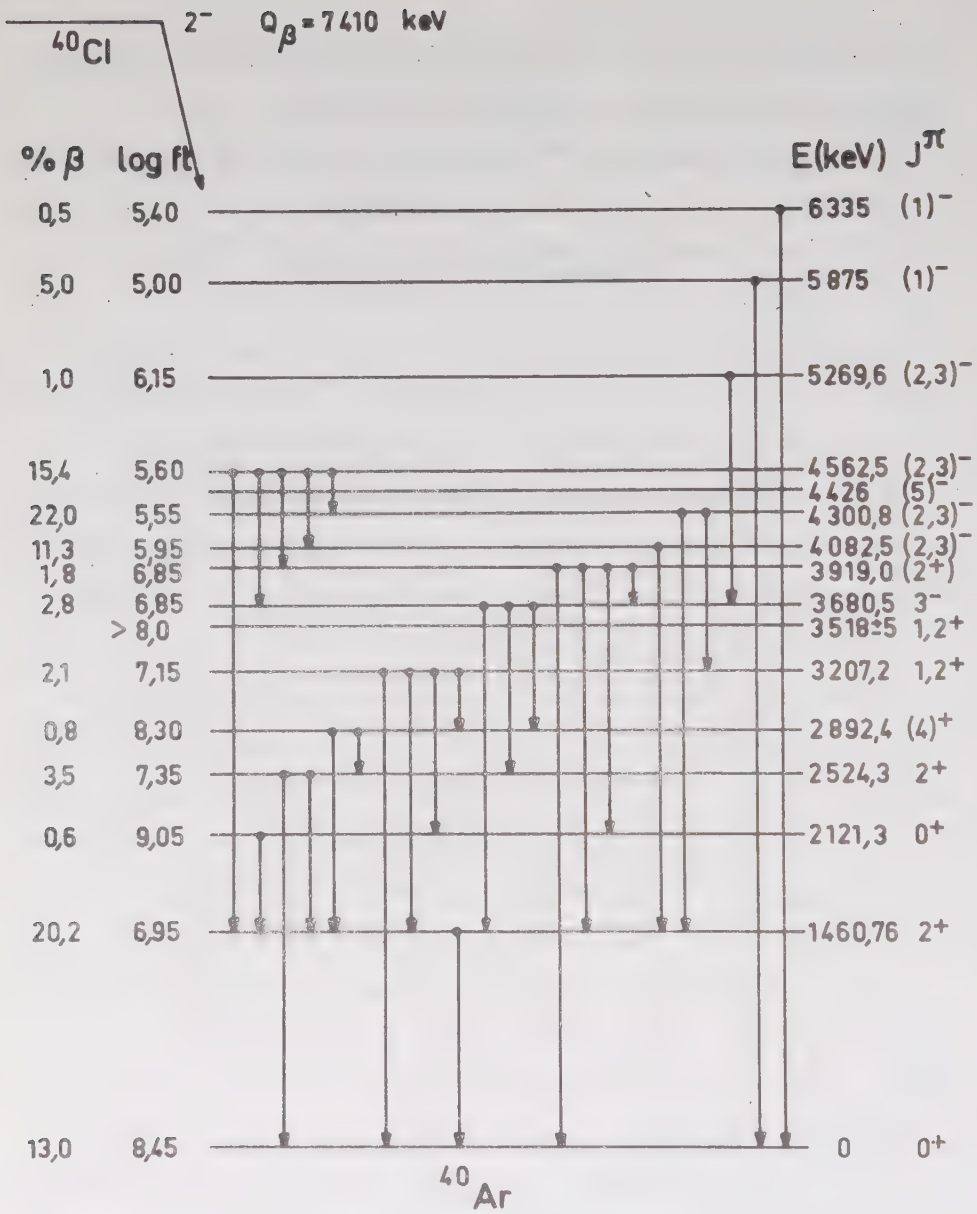


Figure 29 : Désintégration $^{40}Cl(\beta^-)^{40}Ar$ (d'après B.D. KERN (82))

et EBREY [80], puis de HUSAIN et KARRAS [81] ont permis de préciser les modes de décroissance. Enfin, une étude récente de KERN, WINTERS et JERRELL [82] signala l'existence de 13 embranchements β^- peuplant divers états excités de ^{40}Ar jusqu'à 6335 keV et conduisant à l'émission de 23 raies γ (fig. 29).

Ce travail, tout en complétant remarquablement les schémas de désintégration proposés antérieurement, présente cependant un désaccord sérieux avec eux en ce qui concerne l'alimentation β^- du premier niveau 2^+ de 1461 keV. KERN attribue en effet une intensité de 20,2 % à cet embranchement, contrairement à ROBINSON et à HUSAIN qui la considéraient comme très faible, inférieure à quelques pour cent. Les prévisions du modèle en couches confèrent d'ailleurs à cette transition un caractère interdit.

B) Techniques et résultats expérimentaux

Nous avons fabriqué les sources de ^{40}Cl par irradiation d'échantillons d'argon liquide (60 cm^3), contenus dans des récipients en polystyrène expansé [71]. Le gaz (composition isotopique naturelle, pureté 99,99 %) était préalablement liquéfié en enceinte fermée, par condensation à l'aide d'azote liquide. Une purge préliminaire du dispositif évitait toute présence parasite d'oxygène.

Après une durée d'irradiation de 5 minutes, chaque échantillon était transféré en 30 secondes vers un endroit à faible bruit de fond où avait lieu le comptage. Pendant les mesures, le générateur de neutrons était arrêté.

L'analyse du rayonnement électromagnétique émis par les sources de ^{40}Cl a été effectuée, en mode multispectre, au moyen de deux enregistrements successifs, de durée égale à 5 minutes dans chaque cas, réalisés

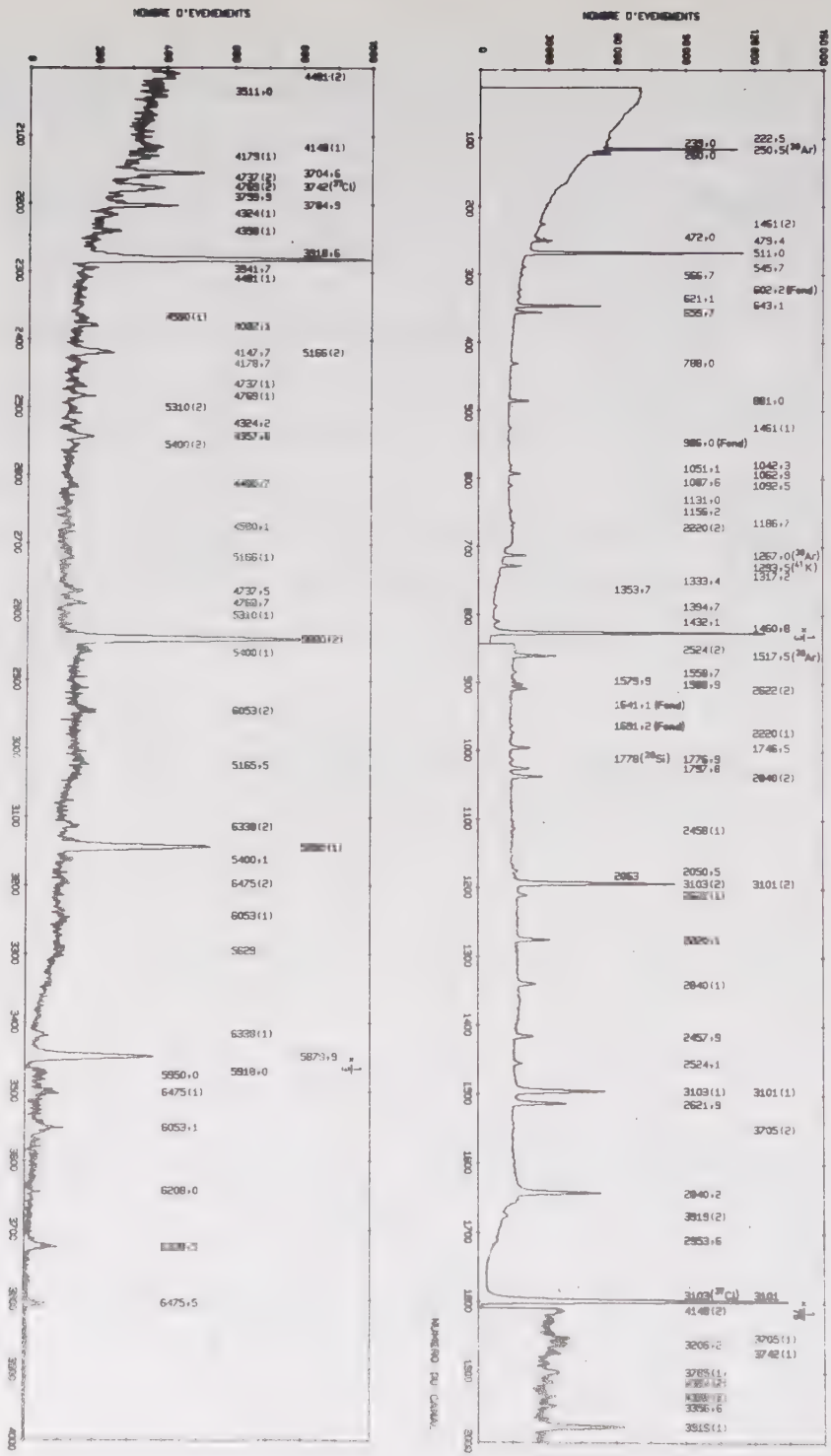


Figure 30 : Spectre du rayonnement γ observé lors de la désintégration de ^{40}Cl

à l'aide de deux sélecteurs d'amplitude à 4096 canaux. La figure 30 représente le spectre γ correspondant à la première de ces périodes, après 130 cycles élémentaires. Sa comparaison avec le spectre différé de 5 minutes nous a permis de relever, pour ^{40}Ar, l'existence de 76 transitions γ dont la plupart n'avaient pas été signalées auparavant. En particulier, nous avons noté la présence d'un nombre important d'émissions électromagnétiques d'énergie supérieure à 3,9 MeV, mais de faible intensité.

Un spectre de bruit de fond enregistré dans les conditions de travail, par irradiation de récipients en polystyrène vides, a révélé essentiellement l'apparition d'une raie à 1778 keV probablement due à la désintégration de ^{28}Al formé par capture de neutrons thermiques dans la capsule même du détecteur Ge(Li). L'intensité de cette raie dans nos spectres (fig. 30) permet de conclure que les contributions éventuelles provenant de la radioactivité naturelle par exemple sont négligeables.

Cependant, outre la formation de ^{40}Cl au cours des irradiations d'argon, nous avons observé celle des isotopes radioactifs ^{37}S, ^{39}Cl et ^{41}Ar, par les réactions $^{40}Ar(n,\alpha)^{37}S$, $^{40}Ar(n,d)^{39}Cl$ et $^{40}Ar(n,\gamma)^{41}Ar$, dont les rayonnements de désexcitation ont été à l'origine de quelques difficultés lors du dépouillement des spectres. En particulier, la raie intense de 3,1 MeV consécutive à la désintégration de ^{37}S masque partiellement une ligne due à ^{40}Ar. La mesure de l'intensité de celle-ci a nécessité une étude approfondie du taux de décroissance du pic observé expérimentalement.

A haute énergie, l'origine des raies est imputable uniquement à la désintégration de ^{40}Cl. Pour cette raison, nous avons choisi le domaine d'énergie correspondant à $E_\gamma \geq 3,9$ MeV pour déterminer la période de ce

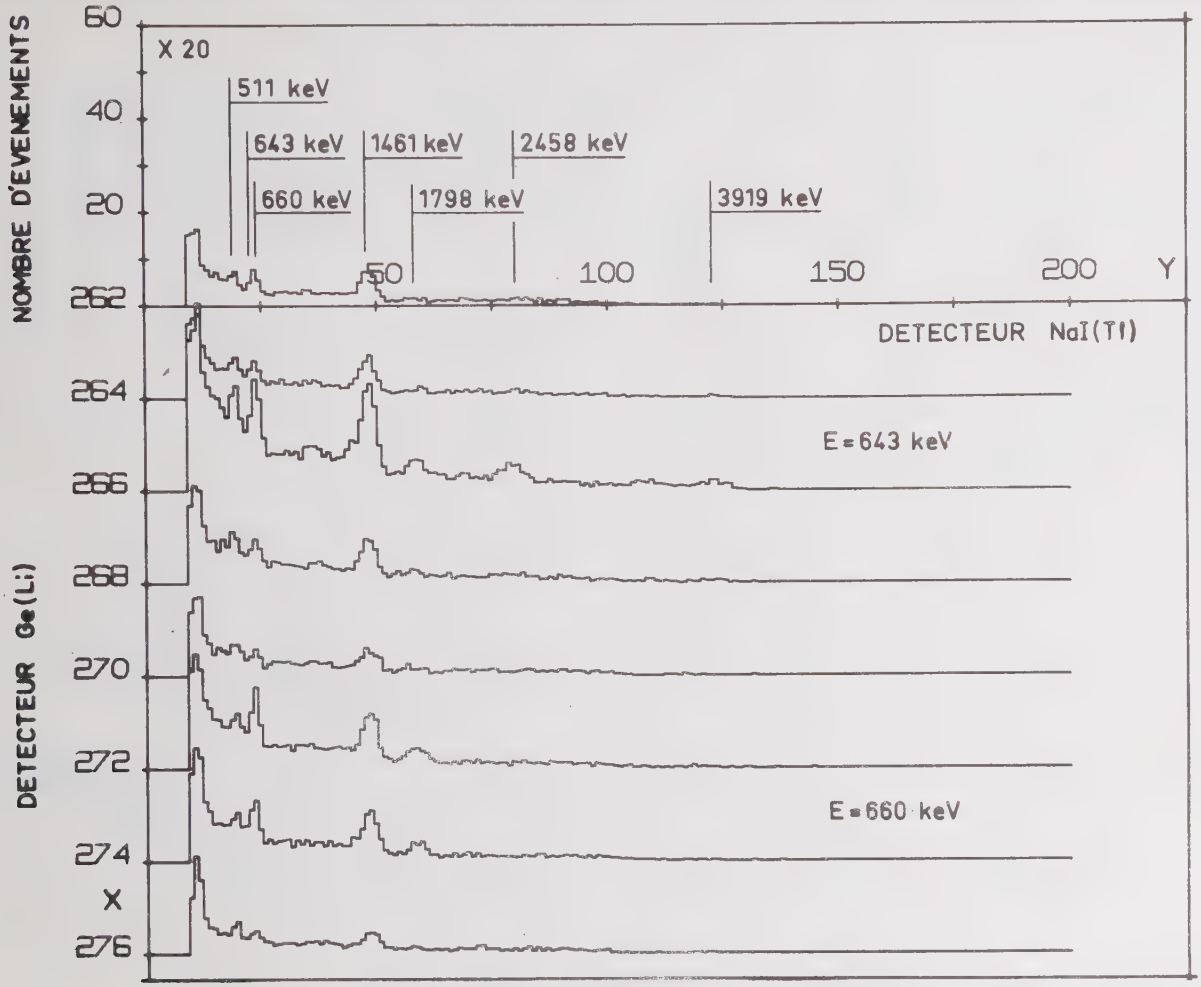


Figure 31 : Spectres des raies Y enregistrés à l'aide d'un cristal NaI(Tl) en coïncidence avec des émissions de photons d'énergie comprise entre 635 et 665 keV détectées par la jonction Ge(Li)

processus. Nous éliminions ainsi la contribution parasite, due au rayonnement émis lors de la décroissance de ^{37}S.

Nous avons vérifié que l'activité des échantillons irradiés était suffisamment faible pour rendre négligeable tout effet d'empilement ou de temps mort sur l'exactitude de notre mesure.

L'analyse de la courbe de décroissance a révélé l'existence d'une seule composante exponentielle, se superposant à un bruit constant (rayonnement cosmique). La période obtenue est égale à 1,32 ± 0,02 mn, donc légèrement inférieure aux valeurs précédemment publiées : 1,38 ± 0,02 mn [79] et 1,44 ± 0,08 mn [82].

Nos mesures de coïncidences confirment l'origine des 23 transitions identifiée par KERN et al. [82], y compris celle de 1589 keV entre les états de 5270 et 3681 keV, qui n'était pas clairement établie. Les contributions de raies d'énergie voisine, 643 et 660 keV par exemple, se distinguent aisément l'une de l'autre (figure 31). En revanche, le nombre d'événements enregistrés est trop petit pour permettre des conclusions concernant les transitions d'intensité inférieure à 0,5 %, excepté pour quelques lignes d'énergie supérieure à 6 MeV qui correspondent à des désexcitations directes vers l'état fondamental.

Nous résumons l'ensemble de nos résultats et nous les comparons à ceux de KERN et al. [82] dans le tableau XI. Plusieurs transitions prévues par ces auteurs, mais inobservées dans leur expérience, ont pu faire l'objet de mesures quantitatives. Dans le cas des premiers niveaux d'excitation où la comparaison avec des observations faites par (p,p'γ) est possible, les rapports d'embranchement γ apparaissent en bon accord avec les valeurs publiées [83].

TABLEAU XI

Niveau initial (keV)	Niveau final (keV)	Rapport d'embranchement (%)	Energie (keV)	Intensité relative [a] ce travail	Intensité relative [a] Etude antérieure réf. (82)
1460, 8	0	100	1460, 8	100	100
2120, 5	1460, 8	100	659, 7	3, 1 ± 0, 3	3, 2 ± 0, 3
2524, 1	0	47	2524, 1	2, 7 ± 0, 3	2, 3 ± 0, 3
	1460, 8	53	1062, 9	3, 0 ± 0, 4	2, 8 ± 0, 3
2892, 8	1460, 8	99	1432, 1	1, 9 ± 0, 3	2, 1 ± 0, 3
	2524, 1	1	369, 0	0, 02 ± 0, 01	
3208, 4	0	13	3208, 2	0, 6 ± 0, 1	
	1460, 8	84	1746, 5	3, 5 ± 0, 3	3, 0 ± 0, 3
	2120, 5	2	1087, 6	0, 10 ± 0, 05	
	2892, 8	1	315, 0	0, 03 ± 0, 01	
3511, 3	0	11	3511, 0	0, 2 ± 0, 1	
	1460, 8	72	2050, 5	1, 3 ± 0, 2	
	2892, 8	< 16	621, 1	< 0, 3	
	3208, 4	4	303, 0	0, 07 ± 0, 04	
3680, 9	1460, 8	83	2220, 1	9, 5 ± 1, 0	7, 1 ± 1, 0
	2524, 1	5	1156, 2	0, 6 ± 0, 2	
	2892, 8	9	788, 0	1, 0 ± 0, 1	1, 0 ± 0, 1
	3208, 4	3	472, 0	0, 3 ± 0, 1	
3919, 0	0	30	3918, 6	5, 1 ± 0, 3	4, 2 ± 0, 8
	1460, 8	40	2457, 9	6, 6 ± 1, 0	4, 5 ± 0, 8
	2120, 5	20	1797, 8	3, 3 ± 0, 3	2, 4 ± 0, 3
	2524, 1	9	1394, 7	1, 5 ± 0, 2	
	3680, 9	1	239, 0	0, 20 ± 0, 06	0, 5 ± 0, 1
3942, 0	0	100	3941, 7	0, 20 ± 0, 05	
4082, 7	0	1	4082, 1	0, 30 ± 0, 04	
	1460, 8	96	2621, 9	19, 6 ± 2, 0	16, 6 ± 1, 7
	2524, 1	3	1558, 7	0, 6 ± 0, 2	
4179, 0	0	100	4178, 7	0, 30 ± 0, 04	
4301, 0	1460, 8	97	2840, 2	38, 6 ± 4, 0	29, 2 ± 2, 9
	2524, 1	1	1776, 9	0, 02 ± 0, 01	
	3208, 4	2	1092, 5	0, 3 ± 0, 1	0, 5 ± 0, 1
	3680, 9	< 1	621, 1	< 0, 3	
4324, 5	0	100	4324, 2	0, 20 ± 0, 08	
4358, 0	0	100	4357, 6	0, 50 ± 0, 08	
4481, 0	0	100	4480, 7	0, 30 ± 0, 07	
4562, 1	1460, 8	50	3101	14 ± 2	5 ± 3

TABLEAU XI (suite)

	3208, 4	1	1353, 7	0, 25 ± 0, 04	
	3511, 3	2	1051, 1	0, 6± 0, 2	
	3680, 9	12	881, 0	3, 3 ± 0, 3	3, 1 ± 0, 3
	3919, 0	28	643, 1	8, 0 ± 0, 8	9, 3 ± 1, 0
	4082, 7	3, 5	479, 4	1, 0 ± 0, 3	1, 8 ± 0, 3
	4301, 0	3, 5	260, 0	1, 0 ± 0, 1	1, 0 ± 0, 1
4580, 5	0	33	4580, 1	0, 10 ± 0, 04	
	4358, 0	66	222	0, 20 ± 0, 06	
4738, 0	0	100	4737, 5	0, 5 ± 0, 1	
4769, 0	0	90	4768, 7	0, 6 ± 0, 1	
	4580, 5	10	189	0, 07 ± 0, 04	
4942, 0	4580, 5	45	361, 3	0, 09 ± 0, 03	
	4562, 1	55	381, 0	0, 10 ± 0, 03	
5166	0	10	5166	0, 10 ± 0, 05	
	1460, 8	90	3704, 6	1, 0 ± 0, 2	
5270	3208, 4	20	2063	0, 5 ± 0, 2	
	3680, 9	46	1588, 9	1, 2 ± 0, 2	1, 3 ± 0, 2
	4082, 7	34	1186, 7	0, 9 ± 0, 1	
5310	0	100	5310	0, 2 ± 0, 1	
5400	0	100	5400, 1	0, 20± 0, 06	
5610	1460, 8	100	4147, 7	1, 1 ± 0, 1	
5629	0	100	5629	0, 10 ± 0, 05	
5718	2524, 1	100	3193, 7	0, 10 ± 0, 05	
5880	0	78	5879, 9	4, 9 ± 0, 5	6, 5 ± 1, 3
	2120, 5	2	3760	0, 10 ± 0, 03	
	2524, 1	6	3356, 6	0, 4 ± 0, 1	
	4301, 0	6	1580	0, 4 ± 0, 1	
	4562, 1	8	1317, 2	0, 5 ± 0, 2	
	5629	< 1	250, 5	< 0, 1	
5906	2120, 5	100	3784, 9	0, 8 ± 0, 1	
5950	0	100	5950	< 0, 05	
6053	0	100	6053, 1	0, 40 ± 0, 06	
6208	0	100	6208	0, 05 ± 0, 03	
6275	4942, 0	100	1333, 4	0, 4 ± 0, 2	
6339	0	100	6338, 5	0, 30 ± 0, 04	0, 7 ± 0, 2
6476	0	100	6475, 5	0, 20 ± 0, 02	
(6652)	5610	100	1042	0, 6 ± 0, 2	

[a] L'intensité de la raie de 1460, 8 keV a été choisie égale à 100 et prise comme référence.

Nous avons recherché l'origine des transitions nouvelles en tenant compte de l'énergie des états de ^{40}Ar mesurée dans des travaux antérieurs [82-86].

Pour l'intensité de la ligne de 3101 keV, pratiquement confondue avec celle de 3103 keV émise par ^{37}Cl, nous obtenons une valeur nettement plus grande que celle d'une précédente estimation [82].

Certaines transitions de faible intensité n'ont pas pu être observées, même par des techniques de coïncidences, lorsqu'elles se traduisent par l'émission d'un rayonnement d'énergie voisine de celle de raies beaucoup plus importantes. C'est le cas de la cascade éventuelle 4941 → 4430 → 3919 keV, qui implique l'état de 4430 ± 7 keV [84], lors de laquelle sont créés deux photons de 511 keV. L'existence d'un tel processus pourrait d'ailleurs contribuer à égaler le nombre des alimentations γ du niveau de 4,94 MeV à celui de ses désexcitations.

L'analyse du taux de décroissance de la raie de 1778 keV attribuée à ^{28}Si a permis d'y distinguer une composante de période voisine de celle de ^{40}Cl. Celle-ci correspond probablement à la désexcitation de l'état de 4,30 MeV vers celui de 2,52 MeV (E_γ = 1777 keV).

La ligne de 621 keV, pour laquelle nous donnons une limite supérieure, peut provenir à la fois des transitions 4,30 → 3,68 MeV et 3,51 → 2,89 MeV.

Les rayonnements γ, vraisemblablement dus à ^{40}Ar, d'après leur taux de décroissance, mais dont l'origine n'a pas été déterminée, ont pour énergie : 545,7 ± 0,3 , 566,7 ± 0,4 , 1131,0 ± 0,5 , 2953,6 ± 0,8 et 5918,0 ± 1,0 keV et pour intensité relative (cf. tableau XI) : 7 ± 1, 5 ± 1, 2 ± 1, 18 ± 4 et 0,6 ± 0,3 respectivement. La raie de 1042 keV pourrait

correspondre à la transition 6,65 ± 5,61 MeV consécutive à l'alimentation β^- d'un état situé d'après BENVENISTE et al. [85] à 6650 ± 24 keV, mais cette hypothèse n'est corroborée par aucune autre donnée expérimentale.

Mentionnons enfin que la recherche de rayons γ d'énergie supérieure à 6475 keV s'est révélée infructueuse.

C) Transitions β^- ($^{40}Cl \rightarrow {}^{40}Ar$)

Les caractéristiques des embranchements β^-, existant dans la désintégration de ^{40}Cl, sont résumées dans le tableau XII. Pour les établir, nous avons admis, pour l'intensité de la transition β_o^- vers l'état fondamental de ^{40}Ar, la valeur 9 % citée par ROBINSON et MORINAGA [79, 87] et confirmée par HUSAIN et KARRAS [81]. Nous n'observons pas, en effet, d'alimentation β^- des états 2^+ et 0^+ de 1,46 et 2,12 MeV, ce qui souligne l'analogie entre les différents schémas de désintégration proposés par ces auteurs et le nôtre, du moins en ce qui concerne le peuplement des trois premiers niveaux de ^{40}Ar.

L'énergie maximale des transitions β^- a été calculée à l'aide d'une valeur de Q_β (7,5 ± 0,5 MeV [88]) qui résulte également des mesures de ROBINSON.

L'erreur sur l'intensité de la transition β_o^- vers l'état fondamental, que nous ne connaissons pas, se répercute sur celles des rapports d'embranchement β^- que nous déterminons. Dans ces conditions, pour calculer les incertitudes qui entachent nos résultats, nous avons admis des valeurs extrêmes correspondant à 9 ± 9 % pour la part relative à β_o^- parmi l'ensemble des modes de désintégration de ^{40}Cl.

L'examen des valeurs de log ft montre que toutes les transitions observées appartiennent, soit au type permis ($\Delta J = 0, \pm 1$; $\Delta\pi$: non),

TABLEAU XII

Niveau (keV)		Embranchement β	log ft
ce travail	référence antérieure	(%)	
0		9,0 (79)	7,65 ± 0,15
1460,8 ± 0,1	1460,8	< 4,0	> 7,56
2120,5 ± 0,2	2121,3	< 0,2	> 8,63
2524,1 –	2524,3	1,8	7,52 ± 0,20
2892,8 –	2892,4	0,5	7,90 –
3208,4 –	3207,2	2,15	7,15 –
3511,3 ± 0,5	3507 ± 4	1,3	7,21 –
3680,9 ± 0,3	3680,5	4,8	6,57 ± 0,30
3919,0 –	3919,0	6,4	6,32 –
3942,0 –	3934 ± 16	0,15	7,94 –
4082,7 –	4082,5	13,8	5,90 –
4179,0 –		0,2	7,68 –
4301,0 –	4300,8	28,5	5,46 –
4324,5 –	4297 ± 24	0,15	7,72 –
4358,0 –	4348 ± 11	0,15	7,70 –
4481,0 –	4484 ± 8	0,2	7,50 –
4562,1 –	4562,5	19,8	5,45 –
4580,5 ± 0,5	4581 ± 7	0,1	7,74 –
4738,0 –		0,4	7,03 ± 0,40
4769,0 –	4775 ± 10	0,4	7,01 –
4942,0 –	4941 ± 10	0,1	7,49 –
5166 ± 1		0,8	6,42 –
5270 –	5269,6	1,9	5,96 –
5310 –	5340	0,15	7,03 –
5400 –		0,15	6,95 ± 0,50
5610 –	5630	0,8 (0,3)	6,02 (6,44)
5629 –	5630	< 0,1	> 6,8
5718 –		0,1	6,84 –
5880 –	5875	4,7	5,00 ± 0,60
5906 –	5901 ± 24	0,6	5,87 –
5950 –		0,04	7,00 –
6053 –		0,03	6,01 –
6208 –		0,04	6,70 ± 0,70

TABLEAU XII (suite)

6275	–	6270 ± 33	0, 3	5, 75	–
6339	–	6335	0, 2	5, 84	–
6476	–	6475 ± 42	0, 15	5, 78	–
6652	–	6650 ± 24	(0, 5)	5, 01	–

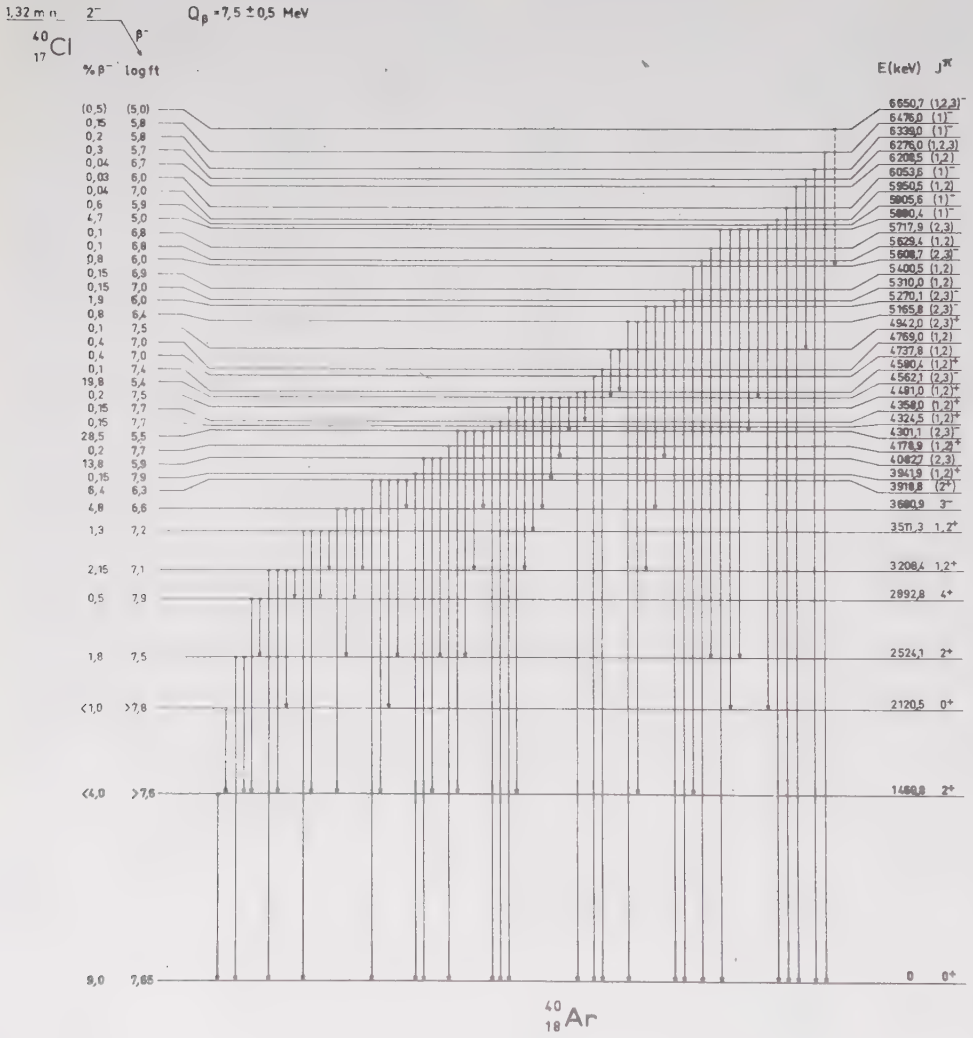


Figure 32 : Schéma de la désintégration $^{40}Cl\,(\beta^-)\,^{40}Ar$

soit au type interdit du premier ordre ($\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$; $\Delta\pi$: oui). Seul le caractère permis des embranchements β^- vers les états de 4,56 et 5,88 MeV est clairement établi (log ft = 5,4 ± 0,4 ; 5,0 ± 0,6 respectivement).

D) Discussion du schéma de la désintégration $^{40}Cl(\beta^-)^{40}Ar$

Le schéma de la désintégration $^{40}Cl(\beta^-)^{40}Ar$ est représenté sur la figure 32.

Les données spectroscopiques sur ^{40}Ar, dont nous disposions au début de notre travail, étaient peu abondantes. Le moment angulaire et la parité de quelques niveaux avaient été déterminés [83, 89] : 0^+ (état fondamental), 2^+ (1,46 MeV), 0^+ (2,12 MeV), 2^+ (2,52 MeV).

Le spin du quatrième état excité (2,89 MeV, $J^\pi = 4^+$) a été proposé initialement par GRAY et al. [90], puis confirmé indépendamment par HULUBEI et al. [91] ainsi que JOHNSON et GRIFFITHS [92]. Le résultat obtenu par WAKATSUKI et al. [86] ne contredit pas une telle conclusion. RUSH et al. [89] ont bien admis un transfert $\ell = 4$ au cours de leur étude de $^{40}Ar(p,p')$ pour ce niveau, mais ils ont constaté un net désaccord entre les propriétés de cet état et celles attendues pour une configuration à deux phonons prévue par le modèle vibrationnel.

L'existence d'un niveau de parité négative ($J^\pi = 3^-$) vers 3,7 MeV paraît en revanche établie avec certitude. Son énergie est cependant controversée. Beaucoup d'auteurs [89-92] admettent 3,71 MeV à la suite d'un travail de BENVENISTE et al. [85] en diffusion élastique de protons. Dans ce domaine d'énergie, KASHY [84], utilisant la même technique, mais avec une résolution meilleure, a observé un niveau à 3688 ± 5 keV.

Notre expérience permet de situer cet état à 3680,9 ± 0,2 keV. Ce résultat est en bon accord avec celui de KERN et al. [82].

Dans ces conditions, les embranchements β^- vers les niveaux à 0 (0^+), 2,52 (2^+) et 3,68 MeV (3^-) ne peuvent être interprétés respectivement que par des transitions $\Delta J = 2$, $\Delta\pi$: oui ; $\Delta J = 0$, $\Delta\pi$: oui et $\Delta J = 1$, $\Delta\pi$: non. Considérons le logarithme du paramètre $(W_o^2 - 1)ft$, où W_o représente l'énergie de la transition β^-. SHULL et FEENBERG [93] ont montré qu'il prenait une valeur voisine de 10 dans le cas d'une interdiction du premier ordre, pour un embranchement β^- de type unique ($\Delta J = 2$), alors qu'il est généralement inférieur à 9 pour les autres transitions interdites d'ordre 1. Nous trouvons dans le cas de l'embranchement β^- vers l'état 3^-, log ft = 6,6 et log $(W_o^2 - 1)ft$ = 8,4 , ce qui exclut la possibilité $\Delta J = 2$ lors de ce processus. En revanche, la vie moyenne comparative de la branche β_o^- (log ft = 7,6 ; log $(W_o^2 - 1)$ ft = 10,0) caractérise bien une transition unique, interdite du premier ordre, comme en témoignent les exemples suivants [34, 94], choisis dans le même domaine de masses :

Transition β_o^-	log ft	log $(W_o^2 - 1)ft$
^{38}S (0^+) → ^{38}Cl (2^-)	7,7	9,4
^{38}Cl (2^-) → ^{38}Ar (0^+)	7,5	9,5
^{39}Cl ($3/2^+$) → ^{39}Ar ($7/2^-$)	8,3	10,1
^{39}Ar ($7/2^-$) → ^{39}K ($3/2^+$)	9,9	10,4
^{41}Ar ($7/2^-$) → ^{41}K ($3/2^+$)	8,4	10,0
^{42}Ar (0^+) → ^{42}K (2^-)	9,0	9,6
^{42}K (2^-) → ^{42}Ca (0^+)	7,9	9,7

Nos mesures confirment donc le moment angulaire et la parité $J^{\pi} = 2^{-}$ de ^{40}Cl, tels qu'ils avaient été indiqués initialement par MORINAGA [76].

D'autres transitions $\Delta J = 2$ peuvent se produire vers des états 0^{+} et 4^{+} excités. L'alimentation par rayonnement β^{-} du niveau de 2,12 MeV, $J^{\pi} = 0^{+}$ n'a pas été observée mais la limite supérieure que nous donnons pour l'intensité de celle-ci indique une vie moyenne comparative ($\log ft > 7,8$) qui n'exclut pas un changement de parité et de moment angulaire égal à 2.

Pour l'état de 2,89 MeV, nous obtenons $\log ft = 7,9$ et $\log (W_o^2 - 1) ft = 9,9$. L'embranchement β^{-} correspondant présente donc les propriétés d'une transition unique, interdite du premier ordre, ce qui constitue un fort argument en faveur de $J^{\pi} = 4^{+}$ pour ce niveau, car la solution $J^{\pi} = 0^{+}$ est incompatible avec les processus électromagnétiques auxquels participe cet état.

La parité et les valeurs de moment angulaire indiquées entre parenthèses pour les niveaux d'énergie supérieure à 3,92 MeV sont données à titre indicatif (fig. 32). Il ne peut s'agir de déterminations définitives, compte tenu de l'ambiguïté qui affecte la relation entre les valeurs de log ft et l'ordre d'interdiction des embranchements β^{-}. La considération du mode de désexcitation γ d'un état permet souvent de rejeter une des deux solutions extrêmes pour le spin ($J = 1$ ou 3), correspondant à la règle de sélection, $\Delta J = \pm 1$.

En conclusion, notre étude expérimentale de la désintégration de ^{40}Cl a abouti à la mise en évidence de 22 embranchements β^{-} inédits et à la mesure précise de l'énergie d'excitation des niveaux de ^{40}Ar alimentés au cours de ce processus. Huit d'entre eux ont été observés pour la première fois. Les règles de sélection régissant les transitions β^{-} permettent

de limiter à 1, 2 ou 3 la valeur possible de leur moment angulaire. La seule exception peut concerner l'état de 4,94 MeV pour lequel les caractéristiques de l'embranchement β^- (log ft = 7,5 ; log $(W_o^2 - 1)$ ft = 9,1) et le mode de désexcitation γ n'excluent pas un moment angulaire égal à 4. Par ailleurs, seule la parité négative des états de 4,56 et 5,88 MeV est établie avec certitude.

Une mesure précise de l'excès de masse de ^{40}Cl, à l'aide de la réaction $^{40}Ar(t, ^3He)\,^{40}Cl$ par exemple, réduirait d'une façon notoire les incertitudes qui entachent les valeurs de log ft.

Mentionnons encore que FLAMMANG et REISING [95] ont signalé l'existence d'un état isomérique ^{40m}Cl, de période égale à 0,10 s. Indépendamment de l'étude de la désintégration de ^{40}Cl, nous avons tenté de vérifier ce résultat en utilisant un générateur de neutrons fonctionnant en régime intermittent (faisceau "pulsé"). Nos premières mesures ne permettent pas de le confirmer. Cependant, au cours de ces expériences, des propriétés intéressantes de scintillation de l'argon ont été mises en évidence (sensibilité aux neutrons, phénomènes de luminescence très brefs). Elles ne seront pas exposées dans ce mémoire.

E) Etudes théoriques du noyau ^{40}Ar

Le nombre de descriptions théoriques existantes de l'isotope ^{40}Ar est très limité et le succès de leurs prévisions souvent peu satisfaisant. Cette situation s'explique, en partie, par le manque de données spectroscopiques expérimentales.

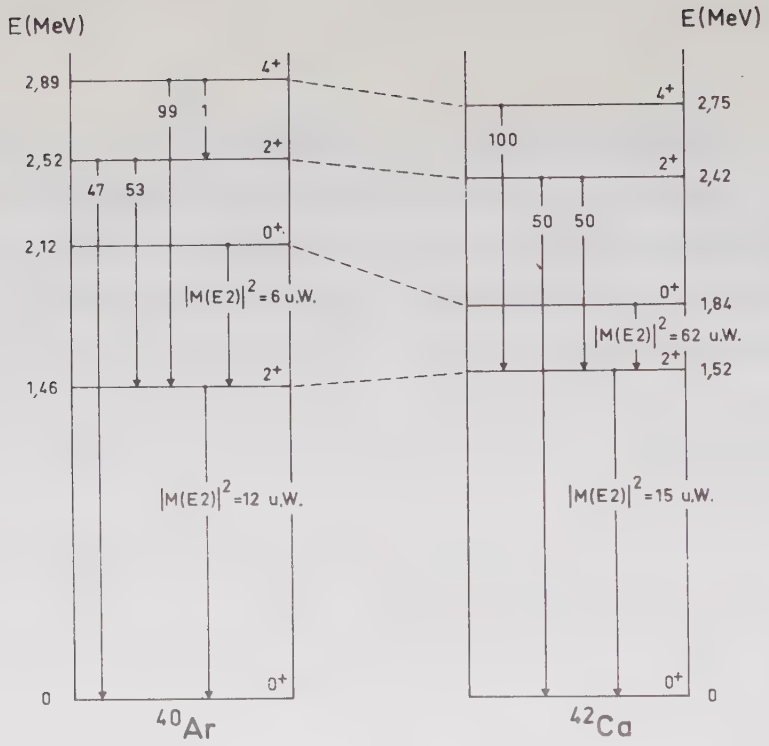
Phénomènes d'excitation collective dans ^{40}Ar

DZHELEPOV et PEKER [96] ont comparé les propriétés des isotopes de masse voisine de 20 et de 40. Ils en déduisent, dans le cas de ^{40}Ar, que l'excitation des protons $d_{3/2}$ vers l'orbite $f_{7/2}$ entraîne une déformation importante du noyau. On tire la même conclusion de l'examen des courbes de NILSSON. Celui-ci révèle en effet que l'état d'énergie de deux nucléons dans la configuration $K^{\pi} = 1/2^{-}$ $(f_{7/2})$ correspond à une structure déformée.

Une situation analogue peut être créée par l'excitation de deux protons dans ^{42}Ca. Pour ce noyau, une bande de rotation $K^{\pi} = 0^{+}$ basée sur le niveau $J^{\pi} = 0^{+}$ de 1,84 MeV a effectivement été décrite [96].

La comparaison des schémas qui représentent les premiers niveaux de ^{40}Ar et de ^{42}Ca révèle leur similitude indéniable (fig. 33). Cependant, l'intensité des transitions E2 est plus élevée dans le cas de ^{42}Ca et celle des désexcitations dans ^{40}Ar ne reflète pas l'existence d'une bande de rotation. De même, les rapports d'embranchement γ observés pour les états 2^{+} à 2,53 MeV et 4^{+} à 2,90 MeV ne permettent pas d'envisager une telle structure collective, fondée sur le niveau 0^{+} de 2,12 MeV.

Signalons que, récemment, AJZENBERG-SELOVE et al. [97] ont mis en évidence un état à 3,46 MeV, dans ^{40}Ar, correspondant à un transfert L = 6 au cours de l'étude de la réaction $^{38}Ar(t,p)^{40}Ar$, à l'aide de tritons de 20 MeV. Si nous établissons le diagramme représentant l'énergie d'excitation des niveaux $J^{\pi} = 0^{+}$, 2^{+}, 4^{+} et (6^{+}) en fonction du paramètre J(J+1), nous nous rendons compte d'une certaine proportionnalité entre ces deux grandeurs (fig. 33). On sait, cependant, que l'aspect d'une telle courbe est un critère insuffisant pour caractériser l'existence d'une bande de rotation dans ^{40}Ar.



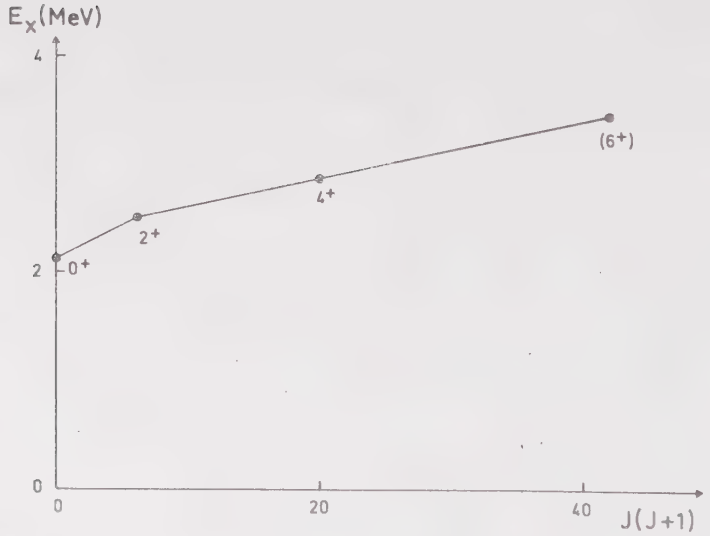


Figure 41 : Schéma comparatif des premiers niveaux de ^{40}Ar et de ^{42}Ca. [illegible] expérimentales portées sur cette figure [illegible]

Calculs dans le cadre du modèle en couches

La comparaison des résultats expérimentaux et des prévisions théoriques présente un intérêt particulier dans le cas des niveaux J = 0, T = 2. En effet, les conditions imposées par les valeurs de ces deux nombres quantiques limitent notablement la dimension de l'espace des configurations à considérer et permettent d'apprécier la validité du modèle.

JOLLY et HUBBARD [98] ont déterminé les énergies d'excitation de niveaux J = 0, T = 2, pour la masse A = 40, correspondant aux configurations de la forme :

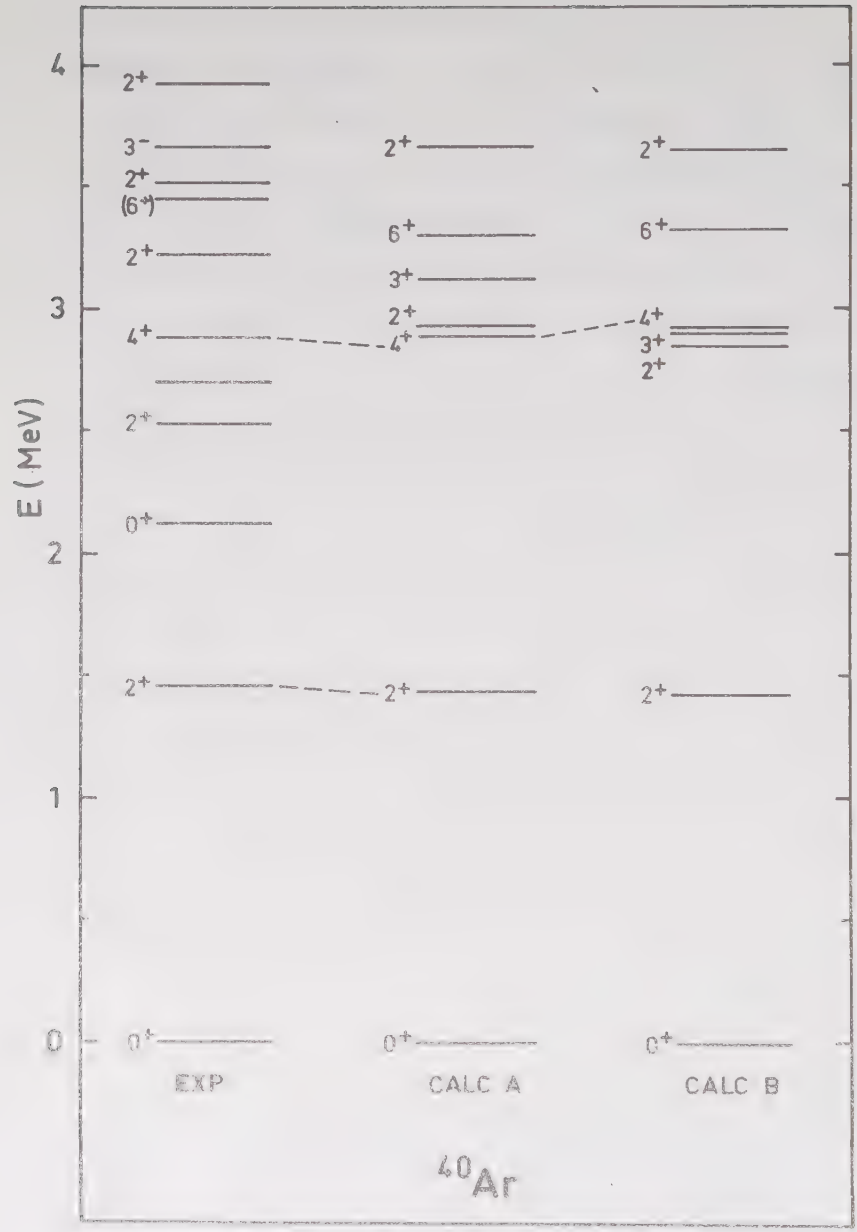
$$[(d_{5/2})^{-n_1}(s_{1/2})^{-n_2}(d_{3/2})^{-n_3}] \times [(f_{7/2})^{n_4}(p_{3/2})^{n_5}]$$

avec $n_1 + n_2 + n_3 = n_4 + n_5 = 2$.

A l'aide d'une interaction de type réaliste (force de TABAKIN), ces auteurs ont obtenu, pour les niveaux 0^+ de l'argon les positions 1,98 , 2,96 et 4,10 MeV. La première de ces valeurs est en bon accord avec la seule connue expérimentalement (2,12 MeV). Nos mesures n'ont pas conduit à la mise en évidence d'un second état excité 0^+, d'énergie inférieure à 5 MeV.

Le niveau T = 2 de ^{40}Ca, analogue de l'état fondamental de ^{40}Ar est prévu par le calcul de JOLLY à 11,21 MeV. Expérimentalement, il a été identifié à 11,97 MeV [98].

JACKSON, KUO et VERGADOS [99] ont également limité l'espace de leur analyse aux configurations 2 particules - 2 trous. Ils ont utilisé un potentiel de type Hamada-Johnston. La même base de calcul a été employée par HENSON et al. [100]. Ces auteurs ont toutefois considéré une interaction quadrupolaire avec des paramètres choisis d'après



Niveaux de parité positive de ^{40}Ar, d'après les calculs de GLOECKNER (101)

les propriétés des états 0_1^+ , 2_1^+ et 0_2^+ de ^{38}Ar et ^{42}Ca.

Dans le cas de ces deux travaux, il n'a été possible d'interpréter, ni la position des niveaux, ni les probabilités de transition dans ^{40}Ar.

Les propriétés des états de basse énergie des isotopes de l'argon de masse A comprise entre 39 et 42 ont été décrites par GLOECKNER et al. [101], au moyen d'une base de la forme :

$$(d_{3/2})^{-2} (f_{7/2}, p_{3/2})^n$$

avec n = 2 dans le cas de ^{40}Ar.

Les éléments de matrice de l'interaction résiduelle à deux corps étaient déduits des propriétés des noyaux de masse voisine, à l'aide d'une méthode de moindres carrés. En particulier, pour déterminer l'énergie nécessaire à l'excitation d'un nucléon vers la couche $p_{3/2}$, l'absence de résultats expérimentaux concernant ^{37}S a amené ces auteurs à choisir soit l'état de 1,4 MeV (calcul A), soit celui de 0,7 MeV (calcul B) de ce noyau.

La comparaison de ces calculs au spectre expérimental de ^{40}Ar est faite sur la figure 34. Les descriptions théoriques rendent compte de la position de plusieurs états de basse énergie, parmi lesquels les premiers niveaux 2^+, 4^+, 6^+ et le second 0^+. Un excellent accord est obtenu sur la durée de vie du premier état 2^+ entre la théorie (0,92 ps) et l'expérience (1,2 ± 0,3 ps [34]).

Remarquons cependant que la portée de ce calcul est limitée du fait du nombre restreint de configurations envisagées. En particulier, les excitations dues à la formation de trous dans la couche s-d ne sont pas considérées.

Etats de ^{40}Ar décrits à l'aide du modèle à couplage faible

Nous nous intéressons à présent aux états résultant de l'excitation du coeur. Ceux-ci correspondent au passage de particules de la couche s-d à la couche f-p. Les configurations que nous prenons en compte auront donc la forme :

$$(d_{3/2})^{-n} (f_{7/2}, p_{3/2})^{+n}$$

avec n supérieur à 2.

De telles structures sont nécessaires à la description des premiers niveaux 0^+ de ^{16}O et de ^{40}Ca, qui sont des états 4 particules - 4 trous. Une simplification dans le traitement de ces cas résulte de la possibilité d'utiliser une force de couplage faible, qui peut s'écrire au moyen du produit de la fonction d'onde des particules et de celle des trous [102].

On obtient l'énergie des niveaux de particules et de trous à l'aide de grandeurs déterminées expérimentalement. Par exemple, l'énergie d'excitation de l'état 4 particules - 4 trous, $J^\pi = 0^+$, $T = 2$ de ^{40}Ar, sera déduite de celle de l'état 4 particules, $J^\pi = 0^+$, $T = 2$ (niveau fondamental de ^{44}Ca) et de celle de l'état 4 trous, $J^\pi = 0^+$, $T = 0$ (niveau fondamental de ^{36}Ar).

La forme d'interaction particule-trou utilisée a été décrite par BANSAL et FRENCH [103]. Une étude détaillée en est donnée en appendice.

Le niveau excité du coeur, $J^\pi = 0^+$ de ^{40}Ar, sera représenté, dans le modèle à couplage faible, au moyen de la fonction d'onde :

$$(0^{+*}) = [d_{oo}^{-4} \times f_{02}^{4}]_{02}$$

La valeur de son énergie est donnée par la relation :

$$E_x = E_o + E_{int}$$

$$= E(^{44}Ca) + E(^{36}Ar) - E(^{40}Ar) - E(^{40}Ca) + E_{int}$$

en fonction de l'énergie de liaison des noyaux indiqués et de l'énergie d'interaction E_{int} des particules et des trous :

$$E_{int} = - a N_h N_p + b \vec{T}_h \cdot \vec{T}_p + E_{Cb}$$

N_h et N_p désignent respectivement le nombre de trous dans la couche s-d et le nombre de particules dans les orbites f-p ; a et b sont des paramètres déduits de mesures expérimentales (cf. appendice). T_h et T_p caractérisent le spin isobarique des configurations à N_h trous et à N_p particules. E_{Cb} traduit l'interaction coulombienne entre les protons et les trous de proton. Dans le cas particulier envisagé, ce terme est nul.

Le calcul de l'énergie d'excitation de l'état 0^+ considéré, à l'aide de ces expressions, conduit au résultat :

$$E_x = 2,19 \text{ MeV}$$

Celui-ci est en excellent accord avec la valeur expérimentale égale à 2,12 MeV.

Signalons que GLOECKNER [101] a estimé l'énergie de ce même état à 2, 22 MeV en faisant intervenir directement l'énergie d'interaction des particules et des trous avec le coeur.

Un calcul identique pour la configuration

$$[d_{02}^{-4} f_{oo}^{4}]_{02}$$

correspondant à l'excitation de deux protons vers la couche $f_{7/2}$, permet de situer un autre niveau de moment angulaire nul à 2, 47 MeV.

Pour tenter de rendre compte de la densité de niveaux observée expérimentalement dans ^{40}Ar, nous avons calculé l'énergie des états décrits par les configurations suivantes : 4p – 4t, 6p – 6t, 3p – 3t et 5p – 5t (p : particule ; t : trou). Celles-ci sont explicitées dans le tableau XIII ainsi que les termes E_o, E_{int} et les énergies d'excitation prévues.

Nous comparons le spectre expérimental de ^{40}Ar aux prédictions du modèle à couplage faible, pour les énergies d'excitation inférieures à 6 MeV, sur la figure 35. Les valeurs possibles du moment angulaire des niveaux résultent du couplage des spins des états intervenant dans le calcul du terme E_o. Or, celui-ci est dégénéré en J. Il permet en fait d'obtenir le barycentre des multiplets de moment angulaire. L'indétermination est levée lorsque l'une des configurations considérées possède un moment nul.

Pour établir ces diagrammes, nous avons tenu compte à la fois de l'état fondamental des structures à trous et à particules de spins isobariques T_h et T_p donnés, et de leurs niveaux relatifs à l'excitation du coeur.

TABLEAU XIII

Energies d'excitation de ^{40}Ar
relatives à quelques configurations n particules – n trous

N_p, N_h	T	T_p	T_h	E_{int}	E_o	E_x (MeV)
4	2	2	0	$-16a$	– 1, 81	2, 19
4	2	1	1	$-16a+b+3c$	2, 55	7, 85
4	2	0	2	$-16a+8c$	1, 67	2, 47
6	2	3	1	$-36a-4b$	8, 35	7, 35
6	2	2	0	$-36a+3c$	3, 69	11, 49
6	2	1	1	$-36a+b+8c$	– 4, 17	4, 13
6	2	0	2	$-36a+15c$	7,98	10, 98
3	2	3/2	1/2	$-9a+\frac{3}{4}b$	0, 54	4, 66
3	2	1/2	3/2	$-9a+\frac{3}{4}b+3c$	1, 94	4, 86
5	2	5/2	1/2	$-25a-\frac{7}{4}b$	6, 03	7, 67
5	2	3/2	1/2	$-25a-\frac{3}{4}b+3c$	– 0, 19	7, 03
5	2	1/2	3/2	$-25a-\frac{3}{4}b+8c$	2, 04	7, 26
5	2	1/2	5/2	$-25a-\frac{7}{4}b+12,5c$	13, 06	9, 70

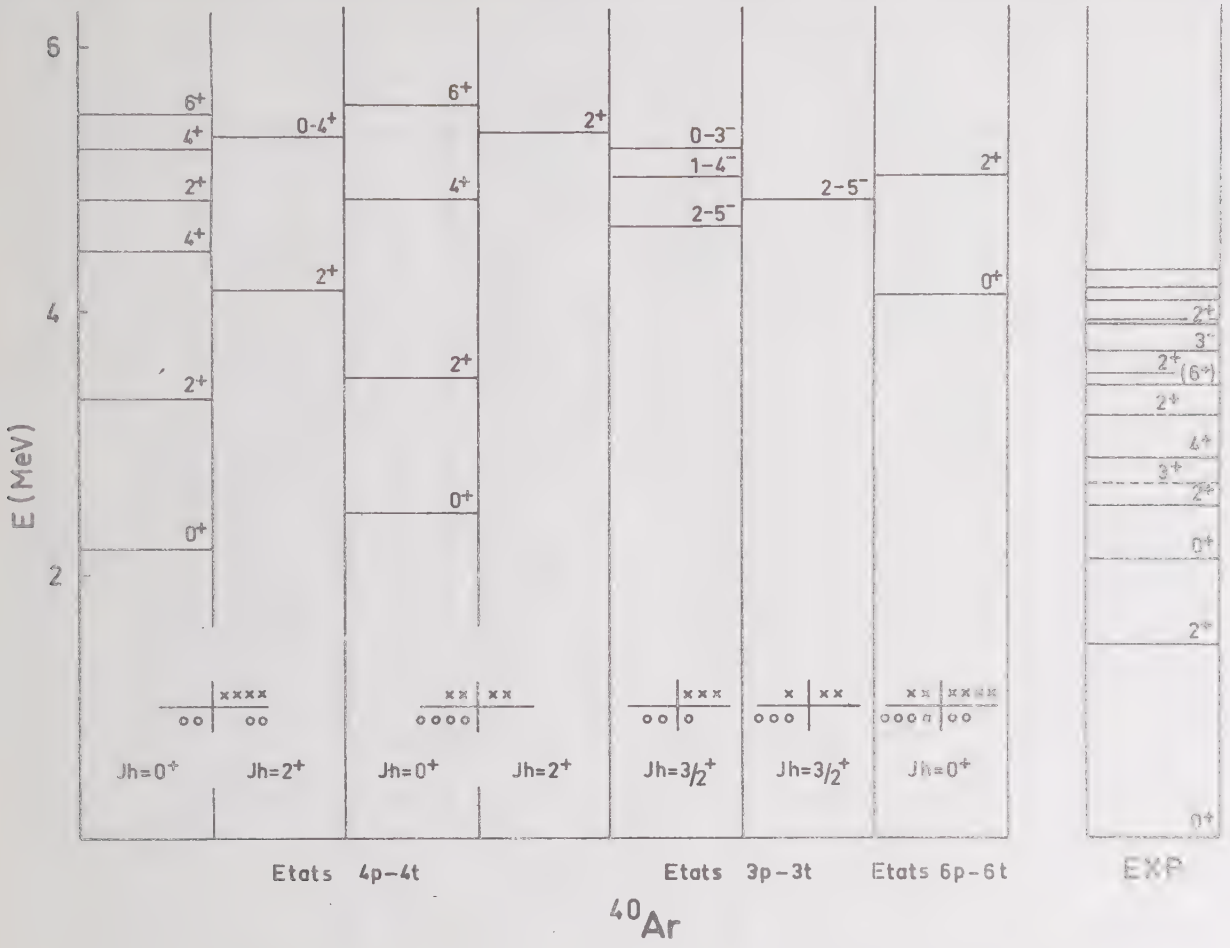


Figure 35 : Configurations particules-trous de ^{40}Ar prévues d'après le modèle à couplage faible

L'accord excellent observé pour le premier état 0^+ excité de ^{40}Ar indique que la fonction d'onde de celui-ci doit correspondre essentiellement à une structure 4p - 4t. L'apparition d'un nombre élevé de niveaux de parité négative, due à des états 3p - 3t, au-delà de 4 MeV peut rendre compte du caractère permis de certaines transitions β^- mises en évidence par nos mesures.

En conclusion, le modèle à couplage faible fournit des informations intéressantes sur la densité des niveaux de ^{40}Ar et sur l'énergie des états $J^\pi = 0^+$. Ajoutons que les mélanges de configuration dans les fonctions d'onde, dont nous n'avons pas tenu compte, ont tendance à abaisser le spectre théorique obtenu.

CONCLUSION

Ce travail a été consacré à l'étude de noyaux riches en neutrons de la couche 2s-1d, formés par réaction (n,p), qui sont caractérisés, en général, par un nombre de données spectroscopiques limité, lié aux difficultés expérimentales de production.

La mise au point des détecteurs à semiconducteurs Ge(Li), de volume sensible important, a permis d'envisager des techniques nouvelles pour l'analyse des propriétés de ces noyaux.

Suivant les informations recherchées, nous avons été amenés à utiliser deux méthodes expérimentales :

a) les mesures en coïncidence avec l'interaction des neutrons peuvent fournir des renseignements spectroscopiques sur les états excités de noyaux déficients en protons créés par réaction (n,p) ou (n,α). Les difficultés que nous avons rencontrées (faible efficacité de détection, bruit de fond élevé), limitent l'application de cette technique à des cas particuliers. Les expériences effectuées avec de l'argon liquide en sont un exemple. La possibilité de spectrométrie des produits de réaction chargés, au sein même de la cible, offerte par les propriétés de luminescence de celle-ci, peut en effet présenter un grand avantage dans l'étude de ^{37}S et de ^{40}Cl. De telles mesures sont actuellement en préparation.

b) La détection des raies γ associées à la désintégration de l'état fondamental des noyaux instables formés par réaction (n,p) nous a permis de préciser et de compléter nos connaissances sur les modes de décroissance des quatre isotopes ^{26}Na, ^{30}Al, ^{37}S et ^{40}Cl.

Dans le cas de radioactivités de courte période ($T_{1/2} < 1$ mn), pour nous affranchir du bruit de fond qui règne à proximité de la zone d'irradiation, nous avons élaboré un système de transfert pneumatique des échantillons qui rend possible une répétition automatique des cycles activation-analyse.

Nous avons enregistré les informations délivrées par la jonction à l'aide d'un calculateur en ligne, suivant la technique dite "multispectre" qui révélait le taux de décroissance particulier de chaque raie γ.

La construction du schéma de désintégration complexe de ^{40}Cl a exigé le recours à une méthode d'analyse bidimensionnelle, dans laquelle deux détecteurs Ge(Li) et NaI(Tl)) ont été associés à une chaîne multiparamétrique de 512000 canaux.

Pour les quatre décroissances β^- étudiées, nos résultats portent sur l'intensité des embranchements β^- vers les états excités des noyaux résultants, les vies moyennes comparatives correspondantes et les caractéristiques des raies γ associées à ces désintégrations.

Dans le cas des noyaux ^{26}Na ($T_{1/2} = 1,05 \pm 0,02$ s) et ^{30}Al ($T_{1/2} = 3,56 \pm 0,02$ s), la mise en évidence de transitions β^- inédites a permis la détermination du moment angulaire de l'état fondamental des noyaux émetteurs.

Pour ces isotopes impairs-impairs, nous avons comparé nos résultats aux prévisions de calculs dans le cadre du modèle en couches et

dans l'hypothèse de configurations simples. Nous avons constaté un accord dans les deux cas. Il serait intéressant de poursuivre ces déterminations de spin pour des noyaux plus éloignés de la ligne de stabilité.

La description théorique de la désintégration de ^{30}Al, effectuée par LANFORD et WILDENTHAL, rend compte uniquement des propriétés des embranchements β^- vers les états de ^{30}Si d'énergie inférieure à 5 MeV. Cette situation peut être due à la limitation de l'espace de configurations utilisé par ces auteurs.

Dans l'étude de la désintégration de ^{37}S, nous avons établi l'existence de deux transitions β^- inconnues, dont l'une, vers l'état de 4,01 MeV, $J^\pi = 9/2^-$, de ^{37}Cl nous a conduits à lever l'incertitude qui entachait jusqu'à présent la valeur du spin de ^{37}S. L'embranchement β^- intense vers le niveau antianalogue ($J^\pi = 7/2^-$, $T = 3/2$) dans ^{37}Cl est interprété d'une façon très satisfaisante au moyen du modèle en couches.

L'examen de la décroissance de ^{40}Cl a été fait d'une manière particulièrement détaillée par suite de la complexité du processus. Nous avons mesuré l'intensité de 33 embranchements β^-, dont 22 inédits et déterminé les modes de désexcitation γ de 36 niveaux de ^{40}Ar. Mentionnons qu'à cette occasion, l'existence jusqu'alors inconnue de huit états, d'énergie inférieure à 6,5 MeV, a été établie.

Aucune description théorique existante ne rend compte correctement des propriétés de ce noyau pair-pair. Le modèle à couplage faible, que nous avons utilisé, peut expliquer la forte densité des états de parité négative, observée dans nos mesures, à partir de configurations du type 3 particules – 3 trous ou 5 particules – 5 trous.

En conclusion, l'étude des rayonnements γ émis à la suite de désintégrations β^- constitue une méthode très fructueuse pour l'analyse spectroscopique des noyaux en filiation. Cette technique peut être étendue à l'examen d'autres isotopes que ceux formés par réaction (n,p). Deux voies semblent particulièrement intéressantes dans le cas de noyaux riches en neutrons : d'une part, l'utilisation de faisceaux d'ions lourds (^{18}O, ^{15}N...), d'autre part la spectrométrie en ligne des produits de réactions de spallation à haute énergie, induites par des protons.

APPENDICE

ETUDE DES CONFIGURATIONS PARTICULE-TROU AU VOISINAGE DE LA MASSE A = 40

Les travaux de BANSAL et FRENCH [103] ont montré que l'énergie d'interaction particule-trou était fortement dépendante des spins isobariques $\vec{T}_p$ et $\vec{T}_h$ des configurations à particules et à trous respectivement. Elle peut s'écrire sous la forme :

$$E_{int} = a + b\vec{T}_p \cdot \vec{T}_h + E_{Cb}$$

a représentant le barycentre des états particule-trou affecté d'un poids (2J+1) (2T+1), b caractérisant l'espacement des centres de gravité des niveaux de spin isobarique différent, avec un poids (2J+1) et E_{Cb} désignant l'énergie d'interaction coulombienne qui existe entre protons et trous de proton.

Dans le cas général d'un état à N_p particules et N_h trous, E_{int} est donné par la relation :

$$E_{int}(N_p, N_h) = -aN_p.N_h + \frac{b}{2}[T(T+1) - T_p(T_p+1) - T_h(T_h+1)] + E_{Cb}$$

T représentant le spin isobarique total du noyau :

$$\vec{T} = \vec{T}_p + \vec{T}_h$$

On obtient alors l'énergie d'excitation d'un tel état dans le noyau considéré à l'aide de l'équation :

$$E_x = E_o + E_{int}$$

Le paramètre E_o est calculé à partir de l'énergie de liaison [104] des isotopes dont la configuration correspond à $T = T_p$, $T = T_h$...

Exemples : $N_p = 4$, $T_p = 2$ $\quad E(N_p) = E(^{44}Ca)$

$N_h = 4$, $T_h = 0$ $\quad E(N_h) = E(^{36}Ar)$

Ces énergies de liaison sont considérées comme étant négatives.

Détermination du terme coulombien

Ce terme est attractif. Dans le cas d'une liaison proton-trou de proton, il est défini par c (c = - 0,4 MeV [103]). Son expression générale, pour un nombre quelconque de protons et de trous de proton, est

la suivante :

$$E_{Cb} = N_l \times c \sum_{\substack{T_{pz}, T_{hz} \\ \text{possibles}}} < T_p\ T_{pz}\ T_h\ T_{hz} | T\ T_z >^2$$

Dans cette relation, N_l désigne le nombre de liaisons différentes entre protons et trous de proton.

Exemple : pour une configuration à 3 protons et deux trous de proton (^{41}Sc), on a $N_l = 6$.

Valeurs des paramètres a et b

Ces valeurs sont ajustées à l'aide de résultats expérimentaux relatifs à des niveaux de configuration connue, dans ^{40}Ca et dans les noyaux voisins.

ZAMICK [105] propose les valeurs (en MeV) :

$a = -0,3$ $\qquad$ $b = 2,55$

BERNSTEIN [106] admet :

$a = -0,25$ $\qquad$ $b = 2,50$

Nous utiliserons le résultat de cet auteur.

APPLICATION 1

Etat $4p - 4t$, $J^\pi = 0^+$, $T = 2$ de ^{40}Ar

La configuration de ce niveau correspond à $T_p = 2$, $T_h = 0$. Nous avons donné le résultat de ce calcul dans le chapitre 3. Nous le détaillons ci-dessous. La structure de cet état peut être schématisée de la manière

A gauche du trait vertical, nous reconnaissons les deux trous de proton. A sa droite, on remarque quatre neutrons dans l'orbite $f_{7/2}$ et deux trous de neutron dans la couche s-d. La ligne horizontale symbolise le niveau de la mer de Fermi correspondant à la couche s-d complète.

Calcul du terme E_o

$$E_o = E(^{44}Ca) + E(^{36}Ar) - E(^{40}Ar) - E(^{40}Ca)$$

$$= - 1,81 \text{ MeV}$$

Calcul de E_{int}

Il n'existe pas de liaison proton-trou de proton dans ca cas, donc :

$$E_{int} = - a\,(4\times 4) + \frac{b}{2}\left[T(T+1) - T_p(T_p+1) - T_h(T_h+1)\right]$$

$$= + 4,00 \text{ MeV}$$

L'énergie d'excitation du niveau 4p - 4t de ^{40}Ar est égale à :

$$E_x = 4,00 - 1,81 = 2,19 \text{ MeV}$$

APPLICATION 2

Etats de parité négative 3p - 3t, T = 2, de ^{40}Ar

1) $T_p = \frac{3}{2}$, $T_n = \frac{1}{2}$

La configuration est la suivante :

$$E_o = E(^{43}Ca) + E(^{37}Ar) - E(^{40}Ar) - E(^{40}Ca)$$

$$= 0,54 \text{ MeV}$$

$$E_{int} = -a(3\times 3) + \frac{b}{2}[T(T+1) - T_p(T_p+1) - T_h(T_h+1)]$$

$$= 4,12 \text{ MeV}$$

D'où : $E_x = 4,66$ MeV

2) $T_p = \frac{1}{2}$, $T_h = \frac{3}{2}$

On a la configuration :

$$E_o = E(^{43}Sc) + E(^{37}Cl) - E(^{40}Ar) - E(^{40}Ca)$$

$$= 1,94 \text{ MeV}$$

Les termes qui contiennent a et b sont identiques à ceux de l'exemple précédent. Dans le cas présent intervient cependant l'interaction d'un proton avec trois trous de proton :

$$E_{Cb} = -3\times 0,4 \left| < \frac{1}{2}\ \frac{1}{2}\ \frac{3}{2}\ \frac{3}{2} \right| 2-2> \Big|^2$$

$$= -1,20 \text{ MeV}$$

D'où : $E_x = 4,86$ MeV

APPLICATION 3

Le premier état $T = 5/2$, $J^{\pi} = 7/2^{-}$ de ^{37}Cl

Au cours du chapitre 3, nous avons comparé la décroissance de l'état fondamental de ^{37}S à la transition M1 issue du niveau analogue dans ^{37}Cl. Celui-ci a été identifié expérimentalement à 10, 22 MeV [68].

Cet état doit avoir une structure simple. Il est donc intéressant de retrouver sa position par l'intermédiaire du modèle à couplage faible.

Si l'on considère pour ce niveau une configuration de la forme :

$$[(d_{3/2})^{-4}_{0,\,2}\,(f_{7/2})^{1}_{7/2,\;1/2}]_{7/2,\;5/2}$$

on a :

$$E_o = E(^{41}Sc) + E(^{36}S) - E(^{37}Cl) - E(^{40}Ca)$$

$$= 7,30 \text{ MeV}$$

$$E_{int} = -4a + b + 0,80\,c$$

D'où : $E_x = 10,48$ MeV

L'accord avec la valeur expérimentale ($E_x = 10,22$ MeV) est très satisfaisant.

REMERCIEMENTS

Monsieur A. COCHE, Professeur à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, a su m'initier à la physique et à l'instrumentation nucléaires, dans le cadre du laboratoire qu'il dirige. Je le prie de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour ses conseils et ses encouragements.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance très sincère à Monsieur G. WALTER, Maître de Recherches au C.N.R.S., qui m'a guidé dans mon travail d'une manière efficace. Ses avis ont toujours été très précieux pour moi.

Messieurs P. CHEVALLIER et F. BECKER, Professeurs à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, m'ont fait le très grand honneur de consentir à juger cette thèse. Je les prie de bien vouloir accepter l'expression de ma respectueuse reconnaissance.

Monsieur N. PERRIN, Directeur de Recherches au C.N.R.S., a bien voulu assurer mon parrainage au C.N.R.S. Il s'est toujours acquitté de cette tâche avec beaucoup de bienveillance. Je suis très sensible à l'honneur qu'il me fait en participant au jury de ma thèse.

Je remercie le Docteur R.D. LAWSON, Argonne National Laboratory, le Docteur W.A. LANFORD, Michigan State University et le Docteur F. BECK, du Laboratoire de Physique du Noyau et de Physique des Particules de Strasbourg, qui m'ont communiqué leurs résultats avant publication.

Je tiens à adresser mes plus vifs remerciements à mon ami J.P. GONIDEC qui m'a fait bénéficier de sa grande compétence en matière d'informatique et avec qui j'ai eu des discussions nombreuses et fécondes tout au long de ce travail.

Je ne voudrais pas oublier Madame C. MIEHE, Mademoiselle P. BAUMANN et Monsieur A. HUCK dont les conseils et les critiques ont été pour moi d'une aide précieuse.

Ce travail doit beaucoup à la collaboration efficace de Messieurs J.G. SCHMIDT et M. TOURELLE. Je les en remercie.

Ma reconnaissance va à Monsieur M. KLIPFEL qui m'a souvent secondé dans l'analyse des résultats et qui a réalisé avec soin les dessins de cette thèse.

Je voudrais remercier Mesdemoiselles M. KIENTZ et C. LINDENLAUB pour le soin qu'elles ont apporté à la présentation de ce mémoire.

Ma gratitude va enfin à toutes les personnes qui ont contribué à l'achèvement de ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

1. M.E. ROSE et R.K. OSBORN, Phys. Rev. 93 (1954) 1315
2. H. SCHOPPER, Weak Interactions and Nuclear Beta Decay, North Holland Publishing Company (1966)
3. E.J. KONOPINSKY, Ann. Rev. Nucl. Sci. 9 (1959) 99
4. N.B. GOVE et M.J. MARTIN, Nuclear Data A10 (1971) 205
5. E. FEENBERG et G. TRIGG, Rev. Mod. Phys. 22 (1950) 399
6. N.B. GOVE, Proceedings of the Conference on Bases for Nuclear Spin-Parity Assignments, Gatlinburg, Academic Press, New York (1965)
7. S. RAMAN et N.B. GOVE, Phys. Rev. C7 (1973) 1995
8. "Fast neutron physics", Tomes 1 et 2, J.B. MARION et J.L. FOWLER éd., Interscience Publishers Inc. New York (1960) ; "Progress in fast neutron physics", G.C. PHILIPS, J.B. MARION et J.R. RISSER éd., The University of Chicago Press (1963) ; "Nuclear spectroscopy", part A, F. AJZENBERG-SELOVE éd., Academic press, New York and London (1960)
9. GRACE, LEMMER et HALBAN, Proc. Phys. Soc. 65A (1952) 456
10. F. AJZENBERG-SELOVE et G. IGO, Bull. Am. Phys. Soc. 14 (1969) 568
11. D.A. LIND et R.B. DAY, Annals of Physics 12 (1961) 485

12. K.C. CHUNG, D.E. VELKLEY, J.D. BRANDENBERGER et M.T. McELLISTREM, Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 1186

13. I.L. MORGAN, Texas N.C. Report ORO-2791-19, 1967 ; G.H. WILLIAMS et I.L. MORGAN, Nucl. Instr. and Meth. 45 (1966) 313

14. G. KLOTZ et G. WALTER, Rev. Phys. Appl. 4 (1969) 271

15. P.H. STELSON, J.K. DICKENS, S. RAMAN et R.C. TRAMMELL, Nucl. Instr. and Meth. 98 (1972) 481

16. P.H. STELSON, R.L. ROBINSON, H.J. KIM, J. RAPAPORT et G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. 68 (1965) 97

17. R.J.A. LEVESQUE, C.P. SWANN et V.K. RASMUSSEN, Phys. Rev. 132 (1963) 1205

18. D.M. BRINK et G.R. SATCHLER, Angular Momentum, Oxford University Press, New York (1962)

19. J.P. GONIDEC, Nucl. Instr. and Meth. 88 (1970) 125

20. D.L. CAMP et G.L. MEREDITH, Nucl. Phys. A166 (1971) 349

21. J.B. MARION et F.C. YOUNG, Nuclear Reaction Analysis, North Holland Publishing Company (1968)

22. J.P. GONIDEC, Thèse, Université de Strasbourg (1972)

23. Nuclear Data Sheets, B3-3, 4-44

24. R.E. AZUMA, L.E. CARLSON, A.M. CHARLESWORTH, K.P. JACKSON, N. ANYAS-WEISS et B. LALOVIĆ, Can. J. Phys. 44 (1966) 3075

25. F. AJZENBERG-SELOVE, Nucl. Phys. A166 (1971) 1

26. N.J. NURMIA et R.W. FINK, Nucl. Phys. 8 (1958) 139

27. J.R. STEHN, Neutron Cross Sections, B.N.L. 325 (1964)

28. D.L. ALLAN, Nucl. Phys. 24 (1961) 274

29. E.L. ROBINSON, B.T. LUCAS et O.E. JOHNSON, Phys. Rev. 122 (1961) 202

30. R. KLAPISCH, C. THIBAUT-PHILIPPE, C. DETRAZ, J. CHAUMONT et R. BERNAS, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 652

31. G.C. BALL, W.G. DAVIES, J.S. FORSTER et J.C. HARDY, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1069

32. R. KLAPISCH, C. THIBAUT, A.M. POSKANZER, R. PRIEELS, C. RIGAUD et E. ROECKL, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1254

33. E. SELIN et R. HARDELL, Nucl. Phys. A139 (1969) 375

34. P.M. ENDT et C. van der LEUN, Nucl. Phys. A105 (1967) 1

35. O. HÄUSSER, T.K. ALEXANDER et C. BROUDE, Can J. Phys. 46 (1968) 1035

36. A.J. FERGUSON, O. HÄUSSER, C. BROUDE et F. INGEBRETSEN, Bull. Am. Phys. Soc. 13 (1968) 86

37. J.L. DURELL, P.R. ALDERSON, D.C. BAILEY, L.L. GREEN, M.W. GREENE, A.N. JAMES et J.F. SHARPEY-SCHAFER, J. Phys. A5 (1972) 302

38. T. DANIELS, J.M. CLAVERT et A. ADAMS, Nucl. Phys. A110 (1968) 339

39. G. KLOTZ, J.P. GONIDEC, P. BAUMANN et G. WALTER, Nucl. Phys. A205 (1973) 90

40. T.R. CANADA, R.D. BENT et J.A. HASKETT, Phys. Rev. 187 (1969) 1369

41. M. HIROOKA, T. KOUISHI, R. MORITA, H. NARUMI, M. SOGA et M. MORITA, Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) 40 (1968) 808

42. C. BROUDE et F. BECK, communication privée (1972)

43. E.W. LEES, A. JOHNSTON, S.W. BRAIN, C.S. CURRAN, W.A. GILLESPIE et R.P. SINGHAL, Conf. on Nuclear Structure and High Energy Physics, University of Liverpool (1973)

44. S. HINDS, H. MARCHANT et R. MIDDLETON, Nucl. Phys. 67 (1965) 257

45. I.M. NAQIB et J.S. BLAIR, voir réf. 37

46. H. RÖPKE, H.J. BRUNDIERS et G. HAMMEL, Nucl. Phys. A153 (1970) 211

47. C. SCHWARTZ, Phys. Rev. 94 (1954) 95

48. M.H. BRENNAN et A.M. BERNSTEIN, Phys. Rev. 120 (1960) 927

49. A. DE-SHALIT et J.D. WALECKA, Phys. Rev. 120 (1960) 1790

50. L.W. NORDHEIM, Phys. Rev. 78 (1950) 294 ; Rev. Mod. Phys. 23 (322) 1951

51. S. DAS GUPTA, Nucl. Phys. A97 (1967) 481

52. E.L. ROBINSON et O.E. JOHNSON, Phys. Rev. 123 (1961) 1349

53. E. PEETERS, Phys. Letters 7 (1963) 142

54. N. RANAKUMAR, E. KONDAIAH et R.W. FINK, Nucl. Phys. A122 (1968) 679

55. H.A. GRENCH, A.D.W. JONES et R.W. NIGHTINGALE, Nucl. Phys. A166 (1971) 670 ; Bull. Am. Phys. Soc. 15 (1970) 1609 et communication privée

56. F. AJZENBERG-SELOVE et G. IGO, Nucl. Phys. A142 (1970) 641

57. R.D. SYMES, B.E. CROSSFIELD, N. DAWSON, G.D. JONES, I.G. MAIN, P.J. MULHERN, M.F. THOMAS et P.J. TWIN, Nucl. Phys. A167 (1971) 625

58. J.F. SHARPEY-SCHAFER, P.R. ALDERSON, D.C. BAILEY, J.L. DURELL, M.W. GREENE et A.N. JAMES, Nucl. Phys. A167 (1971) 602

59. W.A. LANFORD et B.H. WILDENTHAL, Phys. Rev. C7 (1973) 668

60. J.B. McGRORY, Phys. Letters 33B (1970) 327.

61. E. BLEULER et W. ZUENTI, Helv. Phys. Acta 19 (1946) 137

62. H. MORINAGA et E. BLEULER, Bull. Am. Phys. Soc. 1 (1956) 30

63. S. WIRJOAMIDJOJO et B.D. KERN, Phys. Rev. 163 (1967) 1094

64. J. LIBERT, Nucl. Phys. A118 (1968) 185

65. G. KLOTZ et G. WALTER, Nucl. Phys. A156 (1970) 28

66. B.D. KERN, Phys. Rev. C3 (1971) 413

67. G. KLOTZ, P. BAUMANN, G. WALTER et J. LIBERT, à paraître

68. A.K. HYDER, Jr., G.I. HARRIS, J.J. PERRIZO et F.R. KENDZIORSKI, Phys. Rev. 169 (1968) 899

69. J.F. SHARPEY-SCHAFER, P.A. BUTLER, L.L. GADEKEN, L.L. GREEN, A.N. JAMES, P.J. NOLAN et D.A. VIGGARS, Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, Munich (1973) 283

70. G. KLOTZ et G. WALTER, Phys. Rev. C7 (1973) 854

71. G. KLOTZ, J.P. GONIDEC, P. BAUMANN et G. WALTER, Nucl. Phys. A197 (1972) 229

72. D.B. NICHOLS, B.D. KERN et M.T. McELLISTREM, Phys. Rev. 151 (1966) 879

73. P.J. NOLAN et D.A. VIGGARS, communication privée (1973)

74. G.I. HARRIS et J.J. PERRIZO, Phys. Rev. C2 (1970) 1347

75. S. MARIPUU, Nucl. Phys. A123 (1969) 357

76. S. MARIPUU et G.A. HOKKEN, Nucl. Phys. A141 (1970) 481

77. J.B. McGRORY et B.H. WILDENTHAL, Phys. Letters 28 (1968) 237

78. H. MORINAGA, Phys. Rev. 103 (1956) 504

79. E.L. ROBINSON, M.S. Thesis, Purdue University (1958)

80. P.R. GRAY, A.R. ZANDER et T.G. EBREY, Nucl. Phys. 62 (1965) 172

81. L. HUSAIN et M.R. KARRAS, J. Inorg. Nucl. Chem. 30 (1968) 685

82. B.D. KERN, R.W. WINTERS et M.E. JERRELL, Phys. Rev. C2 (1970) 948

83. R.L. PLACE, K.H. BUERGER, Jr., T. WAKATSUKI et B.D. KERN, Phys. Rev. C3 (1971) 2259

84. E. KASHY, MIT, Lab. Nucl. Sci. Progr. Rept. Nov. 1961, p. 121

85. J. BENVENISTE, R. BOOTH et A.C. MITCHELL, Nucl. Phys. 27 (1961) 665

86. T. WAKATSUKU, N. TAKAHASHI, K. SUZUKI, T. ITAHASHI et Y. HIRAO, J. Phys. Soc. Japan 24 (1968) 697

87. H. MORINAGA, E. BLEULER et E.L. ROBINSON, Purdue Research Foundation Prog. Rep. N°6, AECCOO-173 (1956)

88. A.H. WAPSTRA et N.B. GOVE, Nuclear Date Tables 9 (1971) 278

89. A.A. RUSH, E.J. BURGE et D.A. SMITH, Nucl. Phys. A166 (1971) 378

90. W.S. GRAY, R.A. KENEFICK et J.J. KRAUSHAAR, Nucl. Phys. 67 (1965) 542

91. H. HULUBEI, A. BERINDE, N. SCÎNTEI, N. MARTALOGU, I.NEAMU et C.M. TEODORESCU, Phys. Rev. 150 (1966) 912

92. R.R. JOHNSON et R.J. GRIFFITHS, Nucl. Phys. A117 (1968) 273

93. F.B. SHULL et E. FEENBERG, Phys. Rev. 75 (1949) 1768

94. G. A.P. ENGELBERTINK et J.W. OLNESS, Phys. Rev. C3 (1971) 180

95. N.K. FLAMMANG et R.F. REISING, Nuovo Cimento LIVB (1968) 349

96. B.S. DZHELEPOV et L.K. PEKER, Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser. (USA) 31 (1967) 157

97. F. AJZENBERG-SELOVE, J.D. GARRETT et O. HANSEN, à paraître

98. H.P. JOLLY et L.B. HUBBARD, Phys. Rev. C1 (1970) 1979

99. A.D. JACKSON, T.T.S. KUO et J.D. VERGADOS, Phys. Letters 30B (1969) 455

100. S.H. HENSON, S. COCHAVI, D.B. FOSSAN et J.D. VERGADOS, Phys. Rev. C5 (1972) 791

101. D.H. GLOECKNER, R.D. LAWSON et F.J.D. SERDUKE, Phys. Rev. C7 (1973) 1913

102. A. ARIMA, H. HORIUCHI et T. SEBE, Phys. Letters 24B (1967) 129.

103. R.K. BANSAL et J.B. FRENCH, Phys. Letters 11 (1964) 145

104. A.H. WAPSTRA et N.B. GOVE, Nuclear Data Tables 9 (1971) 265

105. L. ZAMICK, Phys. Letters 19 (1965) 580

106. A.M. BERNSTEIN, Annals of Phys. 69 (1972) 19

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE 1 : Radioactivité β. Classification des transitions. Règles de sélection 5

I. Interaction β. Classification des transitions 6

II. Vie moyenne comparative 15

CHAPITRE 2 : Techniques expérimentales d'études des processus nucléaires induits par des neutrons rapides 19

I. Particularités liées aux expériences utilisant des neutrons . 20

A) Flux de neutrons 20

B) Fond parasite lié à l'utilisation de neutrons 21

II. Spectrométrie nucléaire par détection des neutrons diffusés lors de la réaction (n,n') 22

III. Spectrométrie nucléaire par détection de rayons γ, appliquée aux interactions de neutrons rapides 28

IV. Méthodes expérimentales 29

A) Description du spectromètre 31

B) Détecteur de la particule associée 33

C) Détecteur γ 33

D) Blindage 36

E) Mesures temporelles 36

V. Comparaison de spectres obtenus dans les réactions $^{31}P(n,n')$ et $^{31}P(n,n'\gamma)$ 38

VI. Techniques expérimentales mises au point pour l'étude des désintégrations β^- 44

A) Transfert et irradiation des échantillons 44

B) Spectrométrie du rayonnement γ 47

C) Analyse en mode multispectre 47
D) Critères d'identification des raies γ 48
E) Mesures de coïncidences γ-γ 50
F) Etalonnage et mesures d'énergie 50
G) Efficacité de détection 51
H) Mesure des périodes 52

CHAPITRE 3 : Etude de la désintégration de ^{26}Na, ^{30}Al, ^{37}S et ^{40}Cl 55

I. Désintégration $^{26}Na(\beta^-)^{26}Mg$ 55
A) Etudes antérieures 55
B) Résultats expérimentaux 58
C) Discussion 70

II. Désintégration $^{30}Al(\beta^-)^{30}Si$ 76
A) Etudes antérieures 76
B) Résultats expérimentaux 79
C) Description théorique de la désintégration β^- de ^{30}Al. 89
D) Moment angulaire de l'état fondamental de ^{30}Al 92

III. Désintégration $^{37}S(\beta^-)^{37}Cl$ 96
A) Etat des études de la désintégration $^{37}S(\beta^-)^{37}Cl$ 97
B) Résultats expérimentaux 99
C) Interprétation des résultats 109

IV. Désintégration $^{40}Cl(\beta^-)^{40}Ar$ 112
A) Etudes antérieures 113
B) Techniques et résultats expérimentaux 115
C) Transitions β^- ($^{40}Cl \rightarrow {}^{40}Ar$) 123
D) Discussion du schéma de la désintégration $^{40}Cl(\beta^-)^{40}Ar$. 127
E) Etudes théoriques du noyau ^{40}Ar 130

CONCLUSION 143

APPENDICE : Etudes des configurations particule-trou au voisinage de la masse A = 40 147

REMERCIEMENTS 153

BIBLIOGRAPHIE 155